

УДК 534.142

## ЛАЗЕРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ ПРОДОЛЬНЫХ И СДВИГОВЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

В.Г. Гуделев<sup>1</sup>, Г.В. Кулак<sup>2</sup>, А.Г. Матвеева<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск

<sup>2</sup>Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина, Мозырь

## LASER EXCITATION OF SHEAR AND LONGITUDINAL ULTRASOUND WAVES IN SOLID STATE BODIES

V.G. Gudelev<sup>1</sup>, G.V. Kulak<sup>2</sup>, A.G. Matveeva<sup>2</sup>

<sup>1</sup>B.I. Stepanov Institute of Physics NASB, Minsk

<sup>2</sup>I.P. Shamyakin Mozyr State Pedagogical University, Mozyr

Исследовано изменение формы акустических импульсов продольных и сдвиговых ультразвуковых волн, возбуждаемых оптико-акустическим источником круглой формы от полярного угла дифракции. Установлено, что форма гауссового импульса сдвиговых ультразвуковых волн существенно трансформируется при увеличении полярного угла; изменения формы импульса продольных ультразвуковых волн менее значительны. Показано, что амплитуда акустического импульса определяется функцией дифракции продольных и сдвиговых ультразвуковых волн на круглом отверстии.

**Ключевые слова:** лазерное возбуждение, ультразвуковая волна, импульс, диаграмма направленности, твердое тело.

Changes of the acoustical pulse form of longitudinal and shear ultrasonic waves, excited by the optical-acoustical sources of circular form from polar angle are investigated. It has been stated that the form of gaussian pulse of shear ultrasonic waves is sufficiently transformed under the increase of the polar angle; the change of the form of longitudinal ultrasonic waves pulse is more significant. It has been shown that acoustical pulse amplitude is determined by the diffraction function of the longitudinal and shear ultrasonic waves on the circular form opening.

**Keywords:** laser excitation, ultrasonic waves, pulse, directional diagram, solid state body.

### Введение

Оптико-акустические источники ультразвука имеют ряд преимуществ для неразрушающего контроля перед традиционными: отсутствие контакта со средой, возможность легкого изменения геометрических параметров оптико-акустической антенны [1]–[3]. Наибольший интерес для возбуждения гиперзвука представляет нелинейный режим лазерной абляции, при котором достигаются наиболее высокие уровни давления на поверхность твердого тела [1], [2].

Область возбуждения гиперзвука имеет вид круга радиусом  $R$ . При этом возбуждаются три основных типа волн, используемых для неразрушающего контроля [4]: продольные ( $L$ ), сдвиговые ( $S$ ) и рэлеевские ( $R$ ). Значительный интерес представляет исследование особенностей возбуждения объемных – продольных и сдвиговых ультразвуковых (УЗ) волн. Вычисление Фурье-компонент частотного спектра ультразвука производится интегрированием по площади отверстия круглой формы [4].

### 1 Теоретические результаты и обсуждение

Лазерный импульс длительностью  $\tau$  распространяется вдоль оси  $OZ$  и возбуждает высоко-частотные ультразвуковые волны различной

поляризации и пространственно-углового распределения. При этом акустический импульс имеет длительность, существенно отличающуюся от длительности светового импульса [1], [5]. Предположим, что световой импульс имеет гауссово распределение во времени, то есть  $f(t) = \exp(-t^2/\tau^2)$ . Ультразвуковая волна является затухающей с коэффициентом затухания  $\alpha_s = \Gamma \cdot \Omega^2$ , где  $\Gamma$  – некоторая постоянная, зависящая от рода материала,  $\Omega \sim 1/\tau$  – циклическая частота ультразвука. Частотные спектры продольной ( $\tilde{U}_l(\Omega)$ ) и сдвиговой ( $\tilde{U}_s(\Omega)$ ) ультразвуковой волны имеют вид [4]:

$$\tilde{U}_l(\Omega) = \frac{P_f S \gamma^2 e^{-\alpha_s r}}{2\pi \mu r} D_l(\theta) \frac{J_1(A_l)}{A_l} e^{i(k_l r - \Omega t)}, \quad (1.1)$$

$$\tilde{U}_s(\Omega) = \frac{P_f S e^{-\alpha_s r}}{2\pi \mu r} D_s(\theta) \frac{J_1(A_s)}{A_s} e^{i(k_s r - \Omega t)}, \quad (1.2)$$

где  $A_{l,s} = k_{l,s} R \sin \theta$ ,  $\theta$  – полярный угол,  $S = \pi R^2$ ,  $P_f$  – давление на поверхность твердого тела в области отверстия;  $r$  – расстояние до точки наблюдения УЗ волны;  $k_{l,s} = \Omega / v_{l,s}$ ,  $v_{l,s}$  – фазовые скорости продольной и сдвиговой УЗ волны; угловые распределения продольных  $D_l$  и сдвиговых  $D_s$  УЗ волн даются соотношениями [6], [7]:

$$D_l(\theta) = \frac{\cos\theta(1-2\gamma^2\sin^2\theta)}{(2\gamma^2\sin^2\theta-1)+4\gamma^3\sin^2\theta\cos\theta\sqrt{1-\gamma^2\sin^2\theta}}, \quad (1.3)$$

$$D_s(\theta) = \frac{\sin\theta\cos\theta\sqrt{\gamma^2-\sin^2\theta}}{(2\sin^2\theta-1)^2+4\sin^2\theta\cos\theta\sqrt{\gamma^2-\sin^2\theta}}, \quad (1.4)$$

где  $\gamma^2 = \mu/(\lambda + 2\mu)$ , причем  $\lambda, \mu$  – постоянные Ламе. Как следует из выражений (1.1)–(1.4), угловое распределение продольных ( $L$ ) и сдвиговых ( $S$ ) УЗ волн определяется соответствующей функцией дифракции  $D_{l,s}(\theta)J_1(A_{l,s})/A_{l,s}$ .

Временная форма акустического импульса определяется интегралом [1], [2]:

$$U_{l,s}(\tilde{t}_{l,s}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}_{l,s}(\Omega)F(\Omega)e^{-i\Omega\tilde{t}_{l,s}}d\Omega, \quad (1.5)$$

где  $\tilde{t}_{l,s} = t - r/v_{l,s}$ ,  $F(\Omega) = \tau_a \sqrt{\pi} \exp(-\tau_a^2 \Omega^2 / 4)$  – частотный спектр акустического импульса при угле  $\theta = 0$ . Длительность акустического импульса  $\tau_a$  определяется особенностями поглощения энергии светового импульса поверхностью материала [1], [5].

Подставив выражения (1.1)–(1.4) в (1.5) и выполнив интегрирование численными методами, получим временную форму акустического импульса продольной  $U_l(t)$  и сдвиговой  $U_s(t)$  ультразвуковой волны. При численных расчетах применялся алгоритм быстрого преобразования Фурье и метод сплайн-интерполяции. Вычисления по формуле (1.5) не удается провести аналитически [8].

## 2 Результаты численных расчетов

Численные расчеты проводились для продольной и сдвиговой УЗ волны и материала, выполненного из стали ( $Fe$ ). При этом полагалось,

что  $P_f = 10$  МПа,  $\rho = 7800$  кг/м<sup>3</sup>,  $v_f = 5100$  м/с,  $v_s = 3200$  м/с,  $R = 3$  мм,  $\lambda = 0,49 \cdot 10^{10}$  Па,  $r = 10$  мм,  $\mu = 7,84 \cdot 10^{10}$  Па,  $\Gamma = 10^{-10}$  Гц<sup>-2</sup>.

На рисунке 1 представлена форма акустического импульса  $U_l$  продольных УЗ волн для падающего гауссового светового импульса длительностью  $\tau = 10^{-9}$  с. Световой импульс преобразуется в акустический импульс, распространяющийся в том же направлении и имеющий длительность,  $\tau_a = 10^{-6}$  с [1]–[3], [5]. Полагалось, что область лазерного возбуждения имеет форму круга площадью  $S = \pi R^2$ . При этом угловое распределение возбуждаемого гиперзвука определяется полярным углом  $\theta$ . При малых углах отклонения от нормали (рисунок 1, а) форма акустического импульса близка к гауссовому распределению в дальней зоне дифракции и с увеличением угла  $\theta$  амплитуда акустического импульса увеличивается. При больших полярных углах с увеличением угла  $\theta$  амплитуда импульса уменьшается. Длительности импульсов продольных ультразвуковых волн (по уровню 3 дБ) при малых углах несколько уменьшаются, а при больших углах – увеличиваются.

Зависимость формы акустического импульса  $U_s$  сдвиговых УЗ волн для падающего гауссового светового импульса длительностью  $\tau = 10^{-9}$  с представлена на рисунке 2. Полагается, что световой импульс преобразуется в акустический импульс той же длительности, что и для продольных УЗ волн. При малых полярных углах (рисунок 2, а) наблюдается значительная трансформация формы акустического импульса; при увеличении полярного угла от  $15^\circ$  до  $20^\circ$  ультразвуковой импульс, имеющий гауссову форму при углах  $\theta \ll 1$ , приобретает  $S$  – образную форму.

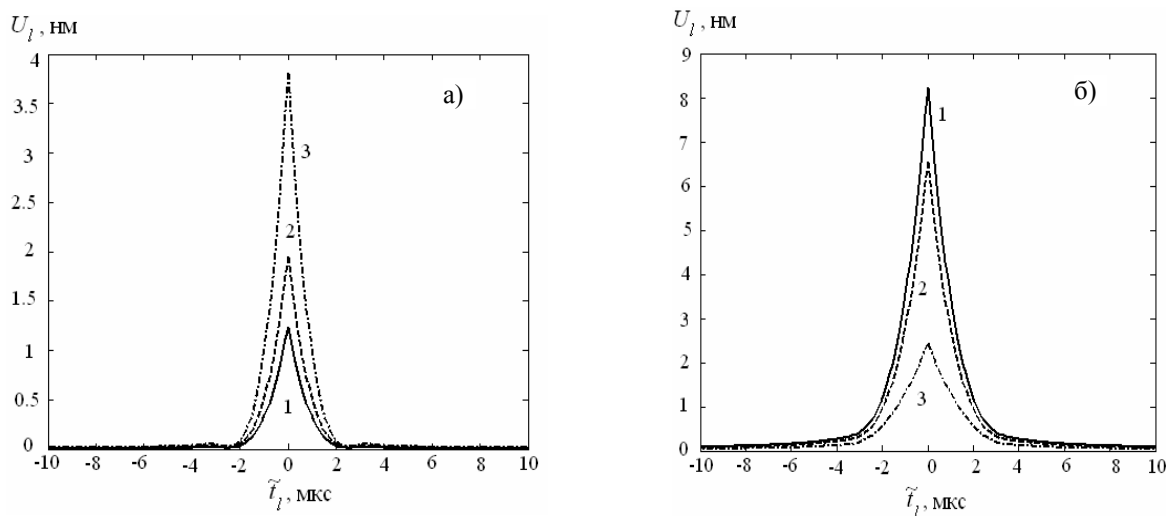


Рисунок 1 – Зависимость нормированной амплитуды смещения продольных ультразвуковых волн  $U_l$  от времени  $\tilde{t}_l$  для малых (а) полярных углов  $\theta$ : 1 –  $10^\circ$ , 2 –  $15^\circ$ , 3 –  $20^\circ$  и больших (б) углов  $\theta$ : 1 –  $65^\circ$ , 2 –  $75^\circ$ , 3 –  $85^\circ$  ( $R = 3$  мм,  $r = 10$  мм,  $v_f = 5100$  м/с,  $\tau_a = 1$  мкс,  $P_f = 10$  МПа).

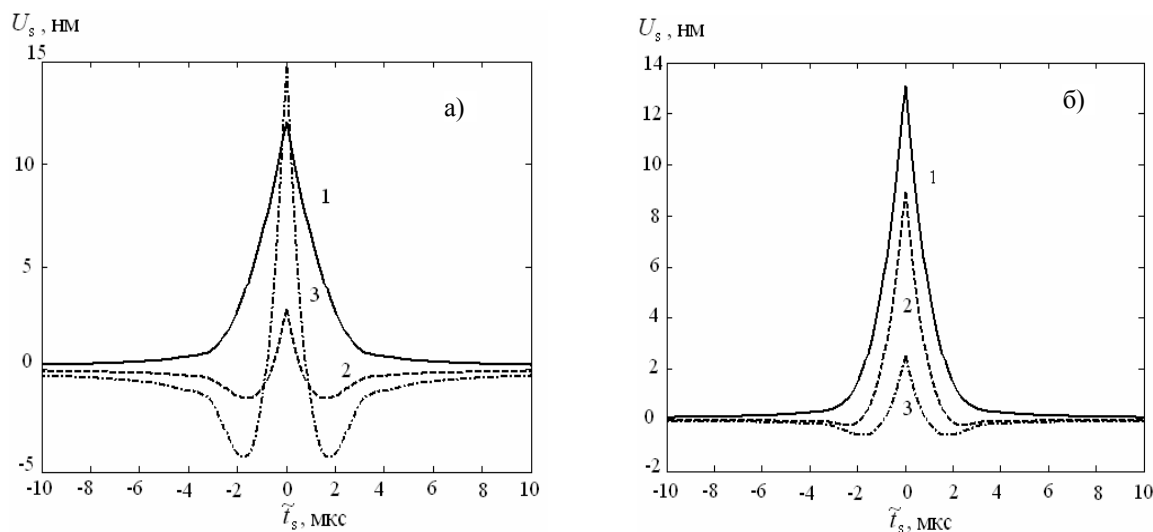


Рисунок 2 – Зависимость нормированной амплитуды смещения сдвиговых ультразвуковых волн  $U_s$  от времени  $\tilde{t}_s$  для малых (а) полярных углов  $\theta$ : 1 –  $10^\circ$ , 2 –  $15^\circ$ , 3 –  $20^\circ$  и больших (б) углов  $\theta$ : 1 –  $65^\circ$ , 2 –  $75^\circ$ , 3 –  $85^\circ$  ( $R=3$  мм,  $r=10$  мм,  $\nu_s=3200$  м/с,  $\tau_a=1$  мкс,  $P_f=10$  МПа).

При больших полярных углах (рисунок 2, б) изменения формы падающего гауссового УЗ импульса менее значительны; амплитуда импульса уменьшается при увеличении полярного угла. Аналогичные особенности для сдвиговых УЗ волн экспериментально наблюдались в работе [2].

Диаграмма направленности акустического импульса продольных и сдвиговых УЗ волн определяется параметрами  $D_{l,s}$  и радиусом круга возбуждения  $R$ . Продольные УЗ волны возбуждаются практически при любых углах (кроме  $\theta = \pm 90^\circ$ ). Сдвиговые УЗ волны не возбуждаются при углах  $\theta = 0, \pm \arcsin \gamma$ .

### Заключение

Рассмотренные особенности лазерного возбуждения высокочастотного ультразвука показывают, что диаграмма направленности такого источника может легко изменяться варьированием радиуса пятна круглой формы. Установлено, что форма гауссового акустического импульса сдвиговой УЗ волны, распространяющегося вдоль нормали к поверхности твердого тела, существенно трансформируется при увеличении полярного угла; изменения формы акустического импульсы продольных УЗ волн менее значительны. Обнаруженные закономерности позволяют диагностировать дефекты материалов, регистрируя временную форму оптико-акустического источника продольных и сдвиговых УЗ волн.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Лямшев, Л.М. Оптико-акустические источники звука / Л.М. Лямшев // Успехи физ. наук. – 1981. – Т. 135, В. 4. – С. 636–669.
2. *Experimental study of laser-generated shear waves using interferometry* / S.Y. Zhang [et al.] // Res. Nondestr. Eval. – 1990. Vol. 2. – P. 143–155.
3. Островская, Г.В. Эффективность преобразования световой энергии в акустическую при взаимодействии импульсного лазерного излучения с жидкой средой / Г.В. Островская // ЖТФ. – 2002. – Т. 72, В. 10. – С. 95–102.
4. Гринченко, В.Т. Гармонические колебания и волны в упругих телах / В.Т. Гринченко, В.В. Мелешко. – Киев : Наукова думка, 1981. – 284 с.
5. Lin, Gu. Theory of the photoacoustical effect in condensed medium / Gu Lin // Appl. Opt. – 1982. – Vol. 21, № 5. – P. 955–960.
6. Kharusi, M.S. Plane ultrasonic transducer diffraction fields in highly anisotropic crystals / M.S. Kharusi, G.W. Farnell // J. Acoust. Soc. Amer. – 1970. – Vol. 48, № 2. – P. 665–670.
7. Буденков, Г.А. Возбуждение упругих волн в твердых телах лучом лазера вследствие термоупругого эффекта / Г.А. Буденков // Дефектоскопия. – 1979. – № 2. – С. 75–81.
8. Градштейн, И.С. Таблицы интегралов сумм рядов и произведений / И.С. Градштейн, И.М. Рыжик. – М. : Физматгиз, 1963. – 1100 с.

Поступила в редакцию 14.10.10.