ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ГИПЕРЗВУКА В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

В.Г. Гуделев[1], Г.В. Кулак[2], Т.В. Николаенко[2], А.Г. Петрученко[2]

[1]Институт физики им. Б.И. Степанова НАНБ, Минск

[2]Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина, Мозырь

В работе [1] получено основное уравнение фотоакустического эффекта в конденсированных средах на основе термоупругого эффекта. Дано его общее решение для случая импульсного режима лазерного излучения. Рассмотрены частные случаи, когда пренебрегают эффектом термодиффузии. Экспериментальное исследование импульса силы переданного импульсом CO_2 – лазера поверхности металла в условиях возбуждения плазменного факела и детонационной ударной волны проведено в работе [2]. В работе [3] экспериментально исследована лазерная генерация ультразвука в металлах за счет линейного термоупругого эффекта и лазерной абляции. При интенсивностях оптической волны $I_0 \geq 10^7 - 10^8$ Вт/см^2 проявляются нелинейные эффекты при лазерном возбуждении ультразвука. Показано, что наибольшие амплитуды смещений ультразвуковых (УЗ) волн, генерируемых оптико-акустическим источником, достигаются в условиях лазерной абляции (испарения). В условиях лазерного испарения происходит поглощение света в плазме и образование бегущей навстречу лазерному импульсу ударной звуковой волны, за фронтом которой образуется область повышенного давления, которая воздействует на поверхность металла. При этом величина импульса силы на поверхность металла практически не зависит от рода материала, а давление достигает ~ 100 МПа для длительности импульса τ ~ 10 нс.

В настоящей работе исследованы особенности генерации продольных и сдвиговых УЗ волн в изотропных телах в ближней зоне Френеля, на малом расстоянии от источника, а также в дальней зоне Фраунгофера источником в виде полоски прямоугольной формы.

При падении на поверхность твердого тела светового импульса длительностью τ возбуждается УЗ излучение с шириной спектра $\Delta\Omega \sim 1/\tau$ и центральной частотой $\Omega\left(\Delta\Omega << \Omega\right)$. Центральная частота уизлучения $\Omega \sim 1$ ГГц для используемых длительностей световых импульсов. Для маски прямоугольной формы в области: $-a < x' < a,\ -b < y' < b$ на поверхности твердого тела возникает равномерно распределенный импульс давления p_f. УЗ поле за областью воздействия является результатом дифракции на прямоугольном отверстии. Геометрия возбуждения УЗ волны представлена на рис. 1.

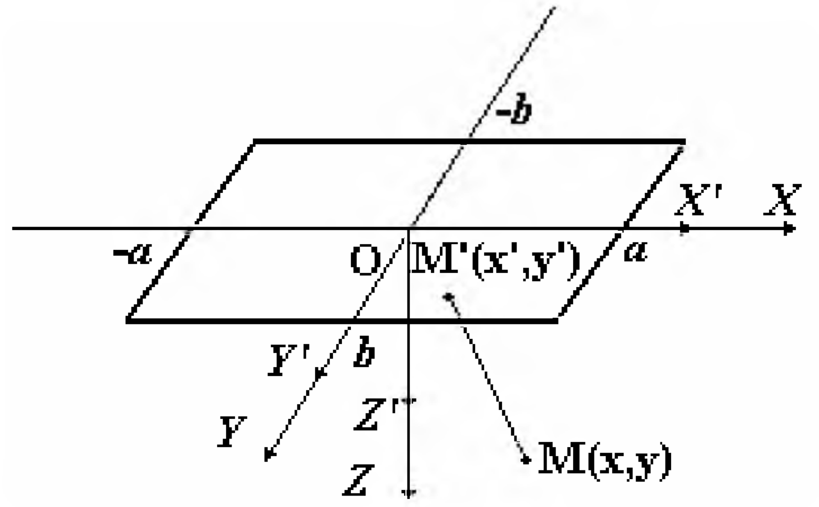

Рис. 1. Схема возбуждения гиперзвука полоской прямоугольной формы (R=|MM'|)

Предполагается, в дальнейшем, что в рамках линейной теории вектор УЗ смещений $\vec{u} \sim \exp(-i\Omega t)$. Решение стационарного уравнения Ламе имеет вид [4]:

$$u_j(\vec{r}) = \int G_{ij}(R) f_j(\vec{r}\,') d\vec{r}\,', \tag{1}$$

где $G_{ij}(R)$ - компоненты тензорной функции Грина, $R=|r-r'|$; $\vec{f}(\vec{r}\,')$ - распределенная объемная сил, $\vec{r}\,'$ - произвольные внешние параметры, связанные с областью возбуждения ультразвука.

В выражении (1) для дифракции в ближней зоне следует положить [5]:

$$R = z + \left[(x - x')^2 + (y - y')^2\right] / 2z, \tag{2}$$

где $|x - x'| << z, |y - y'| << z$.

Подставив выражение (2) в (1) получим соотношения для компонент вектора смещений УЗ волны $U_{1,3}$. Для продольной составляющей (U_3) смещения УЗ волны имеем выражение:

$$U_3(x,y,z)=\frac{1}{4\pi\rho\Omega^2 z}\left\{f_3\left[k_t^2\int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b}\frac{x^2}{R^2}e^{ik_tR}dx'dy'+\right.\right.$$

$$\left.+k_\ell^2\int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b}\frac{y^2}{R^2}e^{ik_\ell R}dx'dy'\right]+f_1\left[k_t^2\int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b}\frac{xy}{R^2}e^{ik_tR}dx'dy'-\right. \qquad (3)$$

$$\left.\left.-k_\ell^2\int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b}\frac{xy}{R^2}e^{ik_\ell R}dx'dy'\right]\right\},$$

где f_1 (f_3) – проекция объемной силы на ось X (Z), ρ - плотность кристалла; $k_{l,t}=\Omega/\upsilon_{l,t}$ ($\upsilon_l(\upsilon_t)$ - фазовые скорости продольной (сдвиговой) УЗ волны).

Проекция вектора смещений U_1 на ось X для сдвиговой УЗ волны определяется выражением:

$$U_1(x,y,z)=\frac{1}{4\pi\rho\Omega^2 z}\left\{f_1\left[k_t^2\int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b}\frac{(x-x_t)^2}{R^2}e^{ik_tR}dx'dy'+\right.\right.$$

$$\left.+k_\ell^2\int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b}\frac{(y-y_t)^2}{R^2}e^{ik_\ell R}dx'dy'\right]+f_3\left[k_t^2\int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b}\frac{(x-x_t)(y-y_t)}{R^2}e^{ik_tR}dx'dy'-\right. \qquad (4)$$

$$\left.\left.-k_\ell^2\int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b}\frac{(x-x_t)(y-y_t)}{R^2}e^{ik_\ell R}dx'dy'\right]\right\},$$

где x_t, y_t находим из соотношений: $\cos\theta_{tl}=x_t/R$, $\sin\theta_{tl}=y_t/R$ ($tg\theta_{tl}=k_\ell/k_t$).

При выполнении условий: $k_\ell\approx k_t$, $x_t<<x$, $y_t<<y$ выражения (3), (4) можно представить в виде:

$$U_{3,1}(x,y,z)=\frac{f_{3,1}k_{\ell,t}}{4\pi\rho\Omega^2 z}\left\{\left[C\left(u_2^{\ell,t}\right)-iS\left(u_2^{\ell,t}\right)\right]-\left[C\left(u_1^{\ell,t}\right)-iS\left(u_1^{\ell,t}\right)\right]\right\}\cdot$$

$$\cdot\left\{\left[C\left(\upsilon_2^{\ell,t}\right)-iS\left(\upsilon_2^{\ell,t}\right)\right]-\left[C\left(\upsilon_1^{\ell,t}\right)-iS\left(\upsilon_1^{\ell,t}\right)\right]\right\} \qquad (5)$$

где $u_{1,2}^{\ell,t}=\sqrt{\frac{k_{\ell,t}}{2z}}(x\pm a/2)$, $\upsilon_{1,2}^{\ell,t}=\sqrt{\frac{k_{\ell,t}}{2z}}(y\pm b/2)$; $C(t)$, $S(t)$ – косинус- и синус- интегралы Френеля [6, 7].

Поток мощности УЗ волны распределен в пространстве сложным образом и находится из соотношений: $P_{3,1}(x,y,z) = \rho \upsilon_{\ell,t} \Omega^2 U_{3,1}^2(x,y,z)/2$.

В соответствии с результатами работы [6, 7], будем исследовать нормированную амплитуду смещения УЗ волны к его значению в центре источника ультразвука $\eta_{3,1}(x,y,z) = \sqrt{P_{3,1}(x,y,z)} / \sqrt{P_{3,1}(0,0,z)}$.

Исследованы зависимости нормированной амплитуды $\eta_3(x)$ для дифракции в ближней зоне, когда волновой размер отверстия $a_d = a/\sqrt{\Lambda z} >> 1$ [7] (Λ - длина УЗ волны). Из рис. 2 следует, что распределение звукового поля в окрестности отверстия является существенно неоднородным. При уменьшении параметра a_d (увеличением z) в центральной области отверстия появляется максимум интенсивности звука, а боковые максимумы уменьшаются (рис. 3). Это означает переход из области ближнего поля дифракции (зона Френеля) в дальнюю зону (зона Фраунгофера).

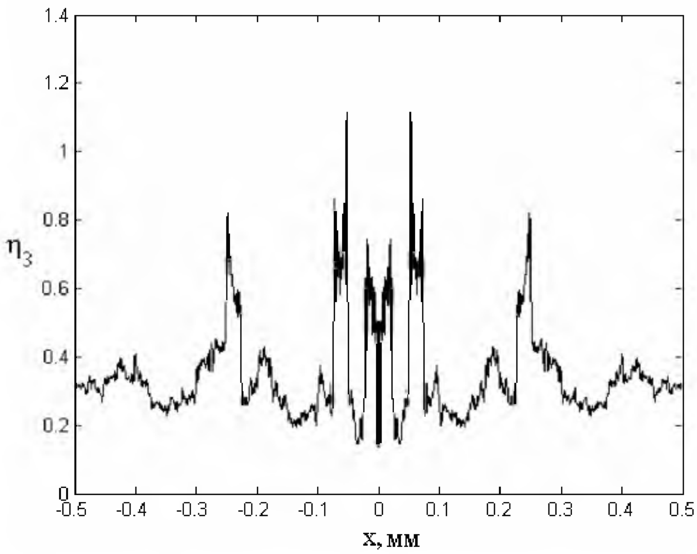

Рис. 2. Зависимость нормированного параметра η_3 от координаты x в пределах щели для дифракции Френеля (a_d=562, y=0, a=10^{-2}см, K=$2\cdot10^4$см$^{-1}$)

При малых значениях волнового размера a_d, как показано на рис. 3, имеет место дифракция Фраунгофера в дальней зоне, когда в центре дифракционного поля наблюдается максимум интенсивности ультразвука с боковыми интерференционными максимумами на краях. С увеличением расстояния от отверстия z (уменьшении a_d) центральный и боковые максимумы становятся более выраженными. При этом УЗ поле приобретает отчетливое угловое распределение дифракционных максимумов, соответствующее дифракции Фраунгофера [5].

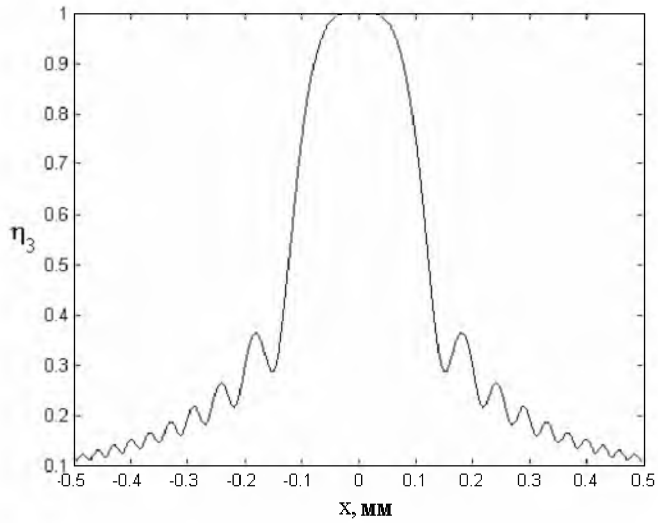

Рис. 3. Зависимость нормированного параметра η_3 от координаты x в пределах щели для дифракции Фраунгофера (a_d =0,054, y=0, a=10^{-2}см, K=$2\cdot10^4$см$^{-1}$)

Для дифракции в дальней зоне следует положить в (1) $R = r - (x'\cos\alpha + y'\cos\beta + z'\cos\gamma)$, где $\vec{r}' = (x', y', z')$, $\cos\alpha = x/r, \cos\beta = y/r, \cos\gamma = z/r$, $z' << x', y'$, $r = |\vec{r}\,|$ - расстояние от центра лазерного воздействия до точки наблюдения УЗ поля.

Предполагается, что распределение давления однородно в пределах области воздействия. Выражение для проекции вектора смещений продольной УЗ волны u_3, лежащей в плоскости XZ, дается соотношением:

$$u_3(r,\theta) = u_{lf}(2lh/\pi)\left\{k_t^2\cos^2\theta\left[\frac{\sin(k_t h\sin\theta)}{(k_t h\sin\theta)}\right]e^{ik_t r}\right\} +$$
$$+ u_{lf}(2lh/\pi)\left\{k_l^2\sin^2\theta\left[\frac{\sin(k_l h\sin\theta)}{(k_l h\sin\theta)}\right]e^{ik_l r}\right\} + \qquad (6)$$
$$+ u_{lf}(lh/\pi)\sin(2\theta)\left\{k_t^2\left[\frac{\sin(k_t h\sin\theta)}{(k_t h\sin\theta)}\right]e^{ik_t r} - k_l^2\left[\frac{\sin(k_l h\sin\theta)}{(k_l h\sin\theta)}\right]e^{ik_l r}\right\}.$$

Проекцию вектора смещений u_1 на ось X для сдвиговой УЗ волны находим из соотношения:

$$u_1(r,\theta) = u_{tf}(2lh/\pi)\left\{k_t^2\cos^2\theta'\left[\frac{\sin(k_t h\sin\theta')}{(k_t h\sin\theta)}\right]e^{ik_t r}\right\} +$$

$$+ u_{tf}(2lh/\pi)\left\{k_l^2\sin^2\theta'\left[\frac{\sin(k_l h\sin\theta')}{(k_l h\sin\theta')}\right]e^{ik_l r}\right\} + \qquad (7)$$

$$+ u_{tf}(lh/\pi)\sin(2\theta')\left\{k_t^2\left[\frac{\sin(k_t h\sin\theta')}{(k_t h\sin\theta')}\right]e^{ik_t r} - k_l^2\left[\frac{\sin(k_l h\sin\theta')}{(k_l h\sin\theta')}\right]e^{ik_l r}\right\}.$$

Здесь $\theta' = \theta - \theta_t$, причем $\theta_t = \arccos(\upsilon_t/\upsilon_l)$ - угол сноса сдвиговой УЗ волны относительно продольной [5].

На рис.4 представлена зависимость амплитуды смещения u_3, продольной УЗ волны, рассчитанной на основании выражения (6), от угла рассеяния θ по отношению к нормали плоской поверхности металла (железо). Из рис. 4. следует, что максимальное смещение происходит в направлении близком к $\theta = 0$. С увеличением ширины полоски $h = q\Lambda$ (Λ - длина УЗ волны, q – параметр) амплитуда смещений увеличивается и положение первого минимума (u_3=0) смещается в сторону больших углов θ. Узость диаграммы направленности (до первого минимума) объясняется высокими частотами возбуждаемого ультразвука $f_0 \approx 1\,$ГГц.

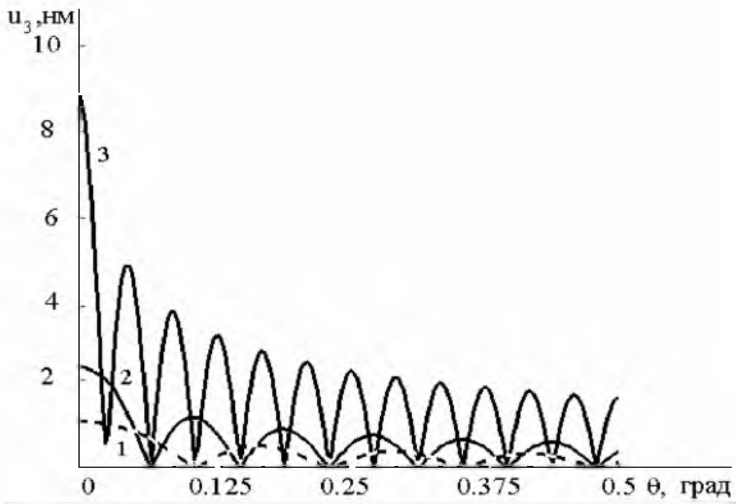

Рис. 4. – Зависимость амплитуды смещений продольной УЗ волны u_3 от полярного угла θ для полоски прямоугольной формы при различных значениях параметра q:100 (1), 50 (2), 25 (3) (τ=10^{-9}с, p_f = 10 МПа)

Аналогичные зависимости наблюдались в работе [8] при возбуждении ультразвука несколькими источниками УЗ волн; представлена схема оптико-акустического преобразования для контроля геометрических параметров трещин в твердых телах. Такие измерения проводятся с целью диагностики и неразрушающего контроля дефектов материалов. Угловая зависимость нормированной амплитуды поля излучения для трех излучателей ультразвука отличается от приведенной на рис. 4 отсутствием боковых интерференционных максимумов за счет их погашения УЗ волнами, излучаемыми соседними источниками.

Полученные результаты показывают, что рассеянные дефектами ультразвуковые волны (см. [8]) могут быть обнаружены методом оптического гетеродинирования и методом Photo-EMF [9, 10].

1. *Lin Gu*. Theory of the photoacoustical effect in condenced medium // Appl. Opt. – 1982. – Vol. 21, № 5. – P. 955 – 960.

2. *Pirri A.N., Schlier R., Northam D.* Momentum transfer and plasma formation above a surface with and highe-power CO_2 laser // Appl. Phys. Lett. – 1972. – Vol. 21, № 3. – P. 79 – 81.

3. *Zang S.Y., Paul M., Fassbendtr S., Schleichert U. and Arnold W.* Experimental study of laser-generated shear waves using interferometry // Res. Nondestr. Eval. 1990. - Vol. 2. - P. 143-155.

4. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости – М.: Наука, 1987. – 244 с.

5. *Кайно Г.* Акустические волны. Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов – М.: Мир, 1990. – 652 с.

6. *Солимено С., Крозиньями Б., Порто П. Ди.* Дифракция и волновое распространение оптического излучения – М.: Мир, 1989. – 662 с.

7. *Никольский В.В.* Электродинамика и распространение радиоволн – М. Наука, 1978. – 543 с.

8. *Баев А.Р., Гуделев В.Г., Костюк Ф.А., Миньковец А.И.* Оптоакустический метод ультразвуковой дефектоскопии и измерения физико-механических свойств твердых тел // Лазерная физика и оптические технологии: материалы VII Международной научной конференции, посвященной 80-летию со дня образования Национальной академии наук Беларуси, Минск, 17 – 19 июня 2008 г. / НАН Беларуси Институт физики имени Б.И. Степанова; под. ред. Н.С. Казака [и др.]. – Минск, 2008. –Т. 1. – С. 85 – 88.

9. *Paul M., Betz B., Arnold W.* Interferometric detection of ultrasound at rough surfaces using optical phase conjugation // Appl. Phys. Lett. – 1987. – Vol. 22, № 1. – P. 1569 – 1571.

10. *Petrov M., Bryksin V., Emgrunt A., et. al.* High-frequensy branch of space-charge waves in photorefractive crystals // J. Opt. Soc. Am. – 2005. – Vol. 22, № 7. – P. 1529 – 1537.