НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ

УДК 534.6.08

И. Ю. Кинжагулов

МОДЕЛЬ ТЕРМООПТИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН В ПАЯНЫХ ТОНКОСТЕННЫХ ИЗДЕЛИЯХ

Представлена теоретическая модель возбуждения и распространения ультразвуковых волн, возбуждаемых при помощи термооптического эффекта, который достигается за счет поглощения импульсного лазерного излучения объектом контроля — паяным тонкостенным изделием ракетно-космической техники.

Ключевые слова: *ультразвуковая волна, термооптический эффект, лазерное излучение, неразрушающий контроль, пайка.*

Одно из направлений развития ракетно-космической техники (РКТ) — внедрение новых технологий неразрушающего контроля (НК) сложных соединений: вакуумно-компрессионная пайка тонкостенных изделий. Сложность разработки таких технологий обусловлена конструктивными особенностями изделий РКТ, а также определяется максимально допустимыми размерами неспая (непропая) и физическими ограничениями традиционных видов и методов НК паяных соединений.

Решить перечисленные задачи возможно с помощью метода лазерно-ультразвуковой дефектоскопии, основанного на термооптическом возбуждении ультразвуковых волн. Теоретическая модель данного возбуждения и распространения ультразвуковых волн представлена в настоящей работе.

В большинстве задач лазерно-ультразвуковой дефектоскопии возбуждение ультразвуковых импульсов происходит за счет абсорбции импульсного лазерного излучения: оптико-акустический (ОА) сигнал возбуждается непосредственно в исследуемой среде либо вне ее — в ОА-генераторах ультразвука [1, 2]. В первом случае параметры исследуемой среды находятся по форме возбуждаемого в ней акустического импульса. Во втором диагностика осуществляется на основании анализа трансформации ультразвукового сигнала при его распространении в исследуемой среде.

Термооптические источники ультразвука и их передаточные функции. Форма акустического импульса при термооптическом возбуждении определяется как характеристиками среды — коэффициентом поглощения света, скоростью звука, так и параметрами лазерного излучения — длительностью импульса и диаметром пятна. Основная задача состоит в том, чтобы определить влияние формы лазерного импульса и свойств среды на профиль акустического сигнала. Это может быть сделано с помощью метода передаточных функций.

Пусть из прозрачной среды на границу раздела (плоскость XY) с поглощающей средой попадает лазерный импульс с интенсивностью $I=I_0 f(t)g(x,y)$, где $f(t)$ и $g(x,y)$ описывают соответственно временную и пространственную форму импульса. Ось z направлена в глубь поглощающей среды (рис. 1).

За счет неоднородного нагрева при поглощении лазерного излучения среда расширяется, и в ней возникает импульс давления, который в одномерном приближении описывается формулой:

$$p'(\tau) = \frac{I_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\omega) K(\omega) e^{-i\omega\tau}\, d\omega \ , \tag{1}$$

где $\tau = t - z/V_п$ — время в сопровождающей системе координат, $V_п$ — фазовая скорость продольных звуковых волн в поглощающей среде, $I_0\,\tilde{f}(\omega)$ — частотный спектр огибающей интенсивности лазерного импульса, $K(\omega)$ — передаточная функция термооптического преобразователя.

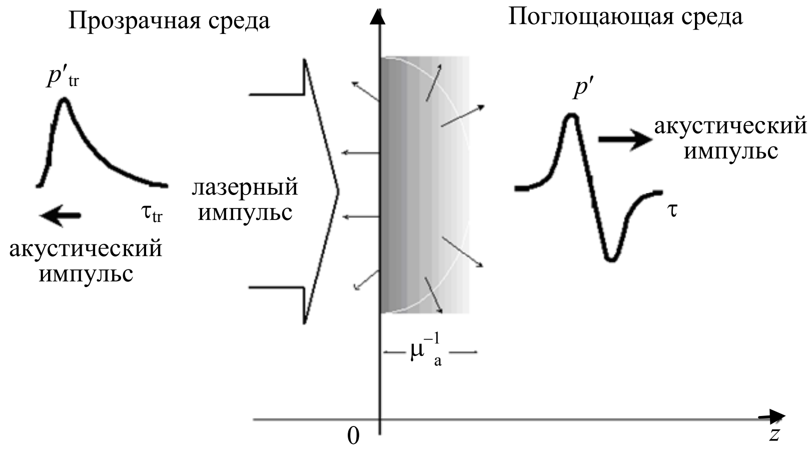

Рис. 1

Таким образом, спектр $p(\omega)$ импульса давления, возникающего в поглощающей среде за счет термооптического преобразования, есть произведение спектра огибающей интенсивности лазерного импульса $I_0\tilde{f}(\omega)$ и передаточной функции $K(\omega)$:

$$p(\omega) = I_0 \tilde{f}(\omega) K(\omega) \ . \tag{2}$$

Фактически задача оптоакустики сводится к определению передаточной функции термооптического преобразователя, зависящей от параметров поглощающей среды и условий на границе, и в случае однородно поглощающей среды:

$$K(\omega) = \frac{V_п}{c_т} \frac{\beta^*}{1+N} \frac{1}{1+i\omega/\omega_т} \left\{ \frac{i\omega}{\omega_т} \frac{1 - iN\dfrac{\omega}{\omega_a}}{1+\left[\dfrac{\omega}{\omega_a}\right]^2} + \sqrt{-\frac{i\omega}{\omega_т}}\, \frac{M - b + Nm}{1+M} \right\}, \tag{3}$$

где $\beta^* = \beta(1 - 4V_c^2/3V_п^2)$ — эффективный коэффициент теплового расширения поглощающей среды; β, V_c, $V_п$, χ — соответственно коэффициент теплового расширения, скорости сдвиговой и продольной волн, температуропроводность, $\omega_т = \mu_a^2\chi$, $\omega_a = \mu_a^2 V_п$ — характерные частоты, на которых волновой вектор тепловой и акустической волн равен коэффициенту поглощения света в поглощающей среде; $m = \omega_т/\omega_a$; $N = \rho_0 V_п / \rho_{0tr} V_{пtr}$ — отношение акустических импедансов (волновых сопротивлений) поглощающей и прозрачной (tr) сред; $M = \rho_0 c_т \sqrt{\chi} / \rho_{0tr} c_{тtr} \sqrt{\chi_{tr}}$ — отношение тепловых потоков в поглощающую и прозрачную среду, $c_т$ — скорость теплового потока; b характеризует относительный вклад прозрачной среды в генерацию звука.

Из выражения (3) следует, что значения $K(\omega)$ сильно различаются в случае хорошо ($m \sim 1$) и плохо ($m \ll 1$) проводящих тепло сред, а также они сильно зависят от условий на границе поглощающей среды.

В случае хорошо проводящей тепло среды ($m \sim 1$, поверхностное поглощение) получим при акустически жесткой границе поглощающей среды ($\partial p' / \partial z|_{z=0} = 0$ или $N \ll 1$):

$$K(\omega) = \beta^* \frac{V_{\text{п}}}{c_{\text{т}}} \frac{1+b}{1+M}, \tag{4}$$

В случае плохо проводящей тепло среды ($m \ll 1$) получим в области частот $\omega > \omega_{\text{т}}$:

$$K(\omega) = \beta^* \frac{V_{\text{п}}}{c_{\text{т}}} \frac{1}{N+1} \frac{1 - i\,\omega/\omega_{\text{а}}}{1 + (\omega/\omega_{\text{а}})^2} \tag{5}$$

или при жесткой границе:

$$K(\omega) = \beta^* \frac{V_{\text{п}}}{c_{\text{т}}} \frac{1}{1 + (\omega/\omega_{\text{а}})^2}. \tag{6}$$

Формулы (5)—(6) показывают, что в случае плохо проводящей тепло среды передаточная функция $K(\omega)$ зависит не только от теплофизических параметров среды, но и от коэффициентов поглощения и рассеяния света.

Для сред с известными оптическими характеристиками ОА-эффект можно применить при создании источников мощных акустических сигналов с известными амплитудой и частотным спектром [3].

Таким образом, используя термооптические источники ультразвука, возможно возбуждать мощные широкополосные акустические импульсы. Методы ультразвуковых измерений, основанные на ОА-эффекте, во многих случаях будут обладать рядом преимуществ по сравнению с методами, использующими традиционные пьезопреобразователи.

Изменение профилей оптико-акустических сигналов. Метод передаточных функций позволяет определить спектр ОА-сигнала. Однако такой подход может быть применен только в том случае, когда дифракционные, нелинейные и диссипативные явления проявляются слабо в зоне генерации, т.е.

$$\mu_{\text{а}} L_{\text{д}}, \mu_{\text{а}} L_{\text{н}}, \mu_{\text{а}} L_{\text{з}} \gg 1, \tag{7}$$

где $L_{\text{д}}, L_{\text{н}}, L_{\text{з}}$ — соответственно характерная длина дифракции, нелинейности и затухания (диссипации) звука. Соотношения (7) позволяют анализировать тепловое возбуждение звука поэтапно: 1) рассматривается задача о тепловом возбуждении звука в отсутствие дифракционных, нелинейных и диссипативных эффектов; 2) рассматривается эволюция профиля ОА-импульса в нелинейной диссипативной среде при ограниченных поперечных размерах пучка [4] и с учетом геометрически сложных ограниченных областей распространения в поглощающей среде.

Уравнение, описывающее такую эволюцию волны (Хохлова—Заболотской—Кузнецова [5]), с учетом геометрически сложной области распространения волны в поглощающей среде, может быть записано в виде:

$$\frac{\partial}{\partial \tau}\left(\frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\varepsilon}{\rho_0 V_{\text{п}}^3} p' \frac{\partial p'}{\partial \tau} - \frac{b_{\text{з}}}{2\rho_0 V_{\text{п}}^3} \frac{\partial^2 p'}{\partial \tau^2} \right) = \frac{V_L}{2} \Delta_{\perp} p', \tag{8}$$

где ε — нелинейный акустический параметр поглощающей среды, $b_{\text{з}}$ — коэффициент диссипации.

Аналитические результаты решения (8) могут быть получены в случае существенного различия в масштабах проявления отдельных эффектов. При распространении ультразвука в твердых телах влияние нелинейных искажений на профиль ОА-сигнала существенно слабее, чем влияние диссипации и дифракции [3]. Применительно к тонкостенным изделиям наиболее интересным в рассматриваемой задаче является влияние дифракции.

При термооптическом возбуждении звука на поверхности поглощающей среды в точке z=0 радиус акустического пучка совпадает с радиусом лазерного пучка a_0. В зависимости от соотношения радиуса пучка a_0 и глубины проникновения света $\mu_{\text{а}}^{-1}$ фазовый фронт акустической волны может быть близким к плоскому ($a_0\mu_{\text{а}} >> 1$), цилиндрическому ($a_0\mu_{\text{а}} << 1$) или сферическому ($a_0\mu_{\text{а}} \sim 1$).

В случае цилиндрического и сферического фазового фронта профиль оптико-акустического сигнала не изменяется при распространении. Если исходно фронт волны близок к плоскому, то ситуация несколько сложнее. При $z \neq 0$ $L_{\text{д}} = \pi a_0^2 / \lambda$ (λ — длина звуковой волны) пучок расплывается (поперечное сечение увеличивается в два раза) за счет дифракции [6]; при $z \geq 3L_{\text{д}}$ фронт волны становится близким к сферическому. Отличительной особенностью оптико-акустических сигналов является широкий диапазон содержащихся в них частот, поэтому длина волны гармонических составляющих сигнала изменяется в широких пределах и соответственно длина дифракции $L_{\text{д}}$ отдельных гармоник существенно различается. Низкочастотные составляющие спектра дифрагируют быстрее высокочастотных (на меньших расстояниях). В то же время для достижения высокого пространственного разрешения необходимо принимать сигнал в возможно более широкой полосе частот. Поэтому наиболее целесообразно регистрировать акустическую волну, распространяющуюся по нормали к границе поглощающей среды.

Если для всех гармоник ОА-сигнала $L_{\text{д}} << L_{\text{з}}$, то соотношение (8) сводится к параболическому уравнению теории дифракции [3, 7]:

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial\tau\,\partial z} = \frac{c}{2}\Delta_\perp p'. \tag{9}$$

Считая поперечное распределение интенсивности света в пучке гауссовым, граничное условие задачи дифракции можно записать в виде:

$$p'(z{=}0,\ \tau,\ \mathbf{r}_\perp) = p_0(\tau)\exp\left(-\frac{\mathbf{r}_\perp^2}{a_0^2}\right), \tag{10}$$

где $\mathrm{p}_0(\tau) = p'(\tau,\ z=0)$ — профиль волны на границе поглощающей среды. При распространении импульса для каждой из гармонических составляющих в (10) гауссово поперечное распределение сохраняется и решение может быть записано в виде:

$$p'(z,\ \tau,\ \mathbf{r}_\perp) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} p_0(t)\,dt\left[\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\exp\left(-i\omega(\tau-t) - \frac{\mathbf{r}_\perp^2}{a_0^2}\frac{\omega}{\omega + i\frac{2c_0 z}{a_0^2}}\right)\left(\omega + i\frac{2c_0 z}{a_0^2}\right)^{-1}\omega\,d\omega\right]. \tag{11}$$

На оси пучка ($\mathbf{r}_\perp = 0$) решение (11) может быть упрощено:

$$p'(z,\ \tau,\ \mathbf{r}_\perp = 0) = p_0(\tau) - \int\limits_{-\infty}^{\tau}\omega_D\exp\big(-\omega_D(\tau - t)\big)p_0(t)\,dt, \tag{12}$$

где $\omega_{\text{д}} = 2V_{\text{п}}z/a_0^2$. Характерная частота $\omega_{\text{д}}$ растет с увеличением z и с уменьшением площади поперечного сечения пучка. В дальней волновой зоне ($\omega_{\text{д}}/\mu_{\text{а}}V_{\text{п}} >> 1$, $z \to \infty$) решение (12) переходит в

$$p'\left(z,\,\tau,\,\mathbf{r}_{\perp}=0\right)=\frac{a_0^2}{2c_0\,z}\,\frac{dp_0}{d\tau}. \tag{13}$$

Как видно из (13), в дальней зоне профиль волны переходит в производную профиля на границе и его амплитуда убывает обратно пропорционально пройденному волной расстоянию.

Для случая однородного поглощения света ($\mu_\text{а}$ = const) и короткого лазерного импульса ($\mu_a V_\text{п}\,\tau_\text{п} << 1$) интеграл (12) можно выразить в элементарных функциях:

$$p_r'\left(\tau\right)=\frac{\mu_\text{а}\beta^* E_0 c_0^2}{2C_p}\begin{cases}\dfrac{\exp\left(\omega_\text{а}\,\tau\right)}{1+D}, & \tau<0,\\[2ex] \dfrac{\exp\left(-\omega_\text{а}\,\tau\right)}{D-1}-\dfrac{2D\exp\left(-\omega_\text{д}\,\tau\right)}{D^2-1}, & \tau>0,\end{cases} \tag{14}$$

где $\omega_\text{а}=\mu_\text{а}V_\text{п}$ — характерная частота спектра оптико-акустического сигнала, $D=\omega_\text{д}\big/\omega_\text{а}=2z\big/\mu_\text{а}\,a_0^2$ — безразмерное расстояние, выраженное в длинах дифракции $L_\text{д}=\mu_\text{а}\,a_0^2\big/2$ на частоте $\omega_\text{а}$. В общем случае конечного значения N решение может быть выражено через представленные решения $p_r'\left(\tau\right)$ и $p_f'\left(\tau\right)$:

$$p'\left(\tau\right)=\frac{1}{1+N}\left(p_r'\left(\tau\right)+Np_f'\left(\tau\right)\right). \tag{15}$$

При $\tau>0$ сигнал представляет собой разность двух экспонент с показателями, определяемыми коэффициентом поглощения света и частотой дифракции. В зависимости от величины D каждая из них проявляется либо при малых, либо при больших значениях τ. На малых расстояниях (D << 1) при малых τ профиль ОА-сигнала определяется поглощением света, а дифракционная составляющая будет существенной только при $\omega_a\tau>$ 3—5. В случае $D\geq 3$, наоборот, при малых τ ($\omega_\text{д}\tau<1$—2) сигнал изменяется по экспоненте с показателем $\omega_\text{д}$, а при $\omega_\text{а}\tau\geq 1$ — с показателем $\omega_\text{а}$.

Дифракционная трансформация оптико-акустических сигналов для различных значений D (*1* — 0; *2* — 0,1; *3* — 0,5; *4* — 1,5) приведена на рис. 2.

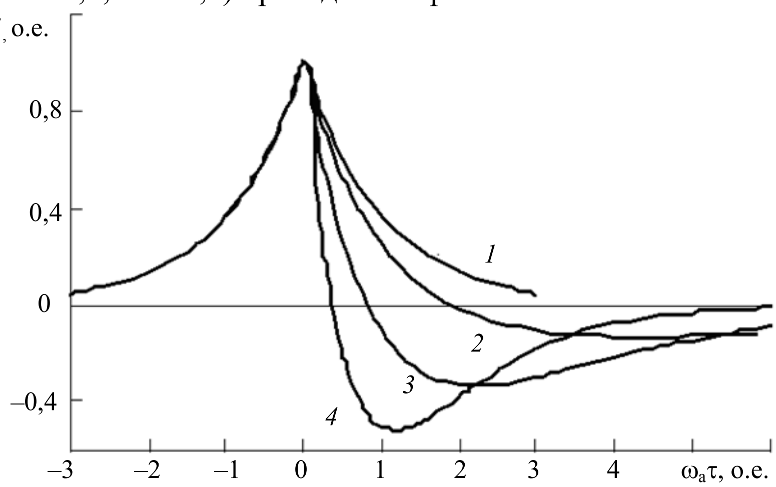

Рис. 2

Первоначально симметричный импульс сжатия по мере распространения (увеличения значения *D*) приобретает вид следующих друг за другом импульсов сжатия и разрежения. Как видно, даже на достаточно малых расстояниях ($D\cong 0{,}1$) фаза разрежения проявляется весьма заметно.

На малых расстояниях или при достаточно большом поглощении света ($D << 1$) спад сигнала (3) сначала соответствует экспоненте с показателем $\omega_а$ (1) (при $\omega_а \tau_{tr} \le 1$—2), а в дальнейшем — экспоненте с показателем $\omega_д$ (2) ($\omega_д \tau_{tr} \ge 1$). При переходе в дальнюю зону или при слабом поглощении света ($D > 1$) картина меняется на обратную. При $D >> 1$ ОА-сигнал будет состоять из короткого импульса длительностью $\approx \omega_д^{-1}$.

Таким образом, поэтапный подход позволяет рассчитать форму ОА-сигнала, возбуждаемого в поглощающей среде, и проанализировать дифракционные искажения импульса при распространении в исследуемой среде, а также учесть геометрические особенности, влияющие на трансформацию сигнала. Данный анализ позволяет сделать вывод о применимости метода лазерно-ультразвуковой дефектоскопии с термооптическим возбуждением звука для контроля сложных соединений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Карабутов А. А., Матросов М. П., Подымова Н. Б., Пыж В. А.* Импульсная акустическая спектроскопия с лазерным источником звука // Акуст. журн. 1991. Т. 37(2). С. 311.

2. *Карабутов А. А., Матросов М. П., Подымова Н. Б.* Термооптический генератор широкополосных импульсов сдвиговых волн // Акуст. журн. 1993. Т. 39(2). С. 373.

3. *Гусев В. Э., Карабутов А. А.* Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.

4. *Ахманов С. А., Руденко О. В.* Параметрический лазерный излучатель ультразвука // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1(15). С. 725.

5. *Бахвалов Н. С., Жилейкин Я. М., Заболоцкая Е. А.* Нелинейная теория звуковых пучков. М.: Наука, 1982. 176 с.

6. *Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П.* Теория волн. М.: Наука, 1990. 432 с.

7. *Новиков Б. К., Руденко О. В., Тимошенко В. И.* Нелинейная гидроакустика. Л.: Судостроение, 1981.

Сведения об авторе

Игорь Юрьевич Кинжагулов — аспирант; Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра измерительных технологий и компьютерной томографии; E-mail: kinzhiki@mail.ru

Рекомендована кафедрой
измерительных технологий
и компьютерной томографии

Поступила в редакцию
01.03.11 г.