УДК 621.3:543.7.4:543.8

А.С. Огир, Киев
В.Ф. Евдокимов, Киев

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ СИСТЕМ ДЕФЕКТОСКОПИИ МАТЕРИАЛОВ

Abstract. In work the fundamental mathematical parities which are the underlying formation of sound holograms of defects of materials are resulted that based on the basis of measured complex characteristics of the reflected wave field in view of scalar model of the physical diffraction and interference phenomena. Advantages of reconstruction the images using the reflected wave phase information are shown.

Введение

Использование в когерентных системах диагностики в качестве информационного параметра фазовой информации отраженного звукового поля повышает пространственную и контрастную разрешающую способность на порядок и позволяет наблюдать изображения дефектов, близкие к реальным, на развертках типа В-скан, С-скан [1, 2]. Например, фронтальное разрешение таких систем в металлических конструкциях на частоте 3 МГц составляет 2,5 мм. Точность измерения размеров дефектов не хуже половины длины УЗ волны. Преимуществами голографических систем УЗ контроля материалов является возможность создавать изображения дефектов с сохранением их реальных параметров: формы, размеров и местоположения в материале и достаточно высокая точность отображения микро- и макро- дефектов материалов.

Исследования голографических систем дефектоскопии материалов

Авторами приведены фундаментальные математические соотношения, лежащие в основе формирования звуковых голограмм дефектов материалов на основе измеренных комплексных характеристик отраженного волнового поля с учетом скалярной модели физических явлений дифракции и интерференции. Показаны преимущества реконструкции изображений, использующих фазовую информацию отраженного волнового поля.

В случае акустической голограммы показана возможность восстановления объекта с использованием лишь фазовой информации комплексных амплитуд $U(u,v)$ [3, 5, 6].

Фазовое восстановление в значительной степени сохраняет корреляцию между сигналами, и из этого можно сделать вывод о том, что “события” в изображении и объекте – точки, линии должны сохранять свое местоположение. Фаза в большей степени отражает взаимное геометрическое положение деталей в объекте и изображении, чем амплитуда. Например, смещение (во времени или в пространстве) сигнала не влияет на амплитуду преобразования Фурье (Френеля), а воздействует только на фазу, приводя к появлению линейного фазового члена. Уменьшение масштаба, восстановленного Фурье-преобразованием, изображения также связано с адекватным масштабированием фазы голограммного описания [4].

В пользу эффективности фазовой информации при восстановлении сигналов изображений в системах дефектоскопии голографического типа говорит и тот факт, что амплитуды спектральных составляющих на высоких частотах имеют тенденцию к спаду, в то время как кратковременные детали объектов, изображений отражаются более высокими пространственными частотами, непосредственно связанными с изменением фазовой информации.

Представление формирования фазового сигнала с присвоением единичной амплитуды можно интерпретировать как процесс спектрального отбеливания сигналов звуковой голограммы объекта контроля.

В случае изображения, в котором амплитуда преобразования Фурье оказывается гладкой и спадает на высоких частотах, главный результат процесса отбеливания состоит в подчеркивании высоких частот, т.е. контуров и мелких деталей изображения, благодаря чему улучшается различимость изображения или разрешающая способность системы отображения.

Уравнения скалярной теории дифракции представляют математическую основу для описания волнового поля в любой точке замкнутого, свободного от помех пространства через его значения на поверхности, замыкающей это пространство в некоторый объем [2, 3, 7, 9, 10, 11].

Обозначим поле монохроматической волны точечного источника в пространстве координат P,t в виде

$$U(P,t) = U(P)\cdot Cos[2\pi\nu\ t + \varphi(P)] \tag{1}$$

где $U(P,t)$ – мгновенное значение монохроматической волны в точке $P = x, y, z$ в момент времени *t*,

$U(P)$ – амплитуда,

$\varphi(P)$ – фаза.

В комплексном виде функция $U(P)$ имеет вид

$$\dot{U}(P) = U(P)\cdot e^{-jK(P)} \tag{2}$$

а мгновенное значение

$$U(P,t) = \mathrm{Re}\{\dot{U}(P)\cdot e^{-j\frac{2\pi\nu}{c}t}\} \tag{3}$$

где c – скорость волны, ν – частота колебаний, $K = \dfrac{2\pi\nu}{c}$ волновое число.

Действительная функция $U(P,t)$ в каждой точке P должна удовлетворять скалярному волновому уравнению [7, 8]

$$\nabla^2 U - \frac{1}{C^2}\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0 \tag{4}$$

где ∇^2 – оператор Лапласа

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{dx^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \tag{5}$$

Зависимость $U(P,t)$ от времени известна

$$U(t) = e^{j2\pi \nu ct} \tag{6}$$

и поэтому комплексная функция пространственных координат $U(P)$ является достаточным описанием волнового поля и должна удовлетворять волновому уравнению Гельмгольца

$$(\nabla^2 + K^2)\cdot U = 0 \tag{7}$$

где $K = \dfrac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число.

Аналитическое решение уравнения (7) может быть использовано для формулировки зависимости между полем комплексных амплитуд в плоскости голографирования и объектной плоскости. По аналогии с процессом дифракции света на отверстии в плоском непрозрачном экране, можно представить, что первичное (падающее) возмущение в виде плоской (или близкой к таковой) волны, излучаемой линейной или плоской фазированной решеткой системы дефектоскопии, взаимодействует в объеме звукового импульса с неоднородностями зондируемой среды таким образом, что отраженная (вторичная) волна представляет собой интерферирующие между собой сферические волны, рассеянные точечно-подобными неоднородностями среды, расположенными внутри звукового импульса.

Кирхгофф предложил решение дифракционной задачи получить на основе интегральной теоремы, которая выражает решение однородного волнового уравнения в произвольной точке P_0 свободного пространства через значение этого решения и его первой производной на произвольно замкнутой поверхности, окружающей заданную точку. Для этого Кирхгофф предложил использовать частный случай теоремы Грина, формулируемой в виде

$$\iiint\limits_V (G\nabla^2 U - U\nabla^2 G)dV = \iint\limits_S \left(G\frac{\partial U}{\partial n} - U\frac{\partial G}{\partial n} \right) dS \tag{8}$$

когда в качестве функции Грина G используется сферическая волна единичной амплитуды, распространяющаяся из точки P_0 к точке P_1.

Эта теорема была ранее выведена в акустике Гельмгольцем. Если обозначить выбранную точку через P_0, а через S – окружающую ее замкнутую поверхность, то задача состоит в том, чтобы выразить значение комплексной амплитуды волны в точке P_0 через значение этой волны на поверхности S.

Учитывая, что функции $U(P)$, $G(P)$ являются однозначными и непрерывными в объеме V', ограниченном замкнутой поверхностью S и сферической поверхностью S_ε радиуса ε, <u>исключающей точку разрыва</u> P_0, и подставляя в (8) функцию Грина со значением в произвольной точке P_1

$$G(P_1) = e^{jKr_{01}} / r_{01} \tag{9}$$

Кирхгофф получил выражение для $U(P_0)$ в виде:

$$U(P_0) = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_\Sigma} \left\{ \frac{\partial U}{\partial n} \left[\frac{e^{jKr_{01}}}{r_{01}} \right] - U \frac{\partial}{\partial n} \left[\frac{e^{jKr_{01}}}{r_{01}} \right] \right\} dS_\Sigma \tag{10}$$

где $\dfrac{\partial}{\partial n}$ – обозначена частная производная в каждой точке поверхности S_Σ, взятая по направлению внешней нормали к этой поверхности (рис. 2), $S_\Sigma = S + S_\varepsilon$, r_{01} – расстояние между точками P_0, P_1, $\vec{n}$ – внешняя нормаль, S_ε – поверхность сферы радиуса ε.

Тогда, в этом случае

$$U(P_0) = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_{д.о.}} \left(\frac{\partial U}{\partial n} \cdot G - U \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS_{д.о.} \,. \tag{11}$$

Дальнейшее упрощение выражения (11) для $U(P_0)$ может быть проведено, если учесть выражение (9) для функции $G(P_1)$ в точке P_1 и выражение для ее нормальной производной

$$\frac{\partial G(P_1)}{\partial n} = Cos(\overline{n}, \overline{r}_{01}) \cdot \left(jK - \frac{1}{r_{01}} \cdot \frac{e^{jKr_{01}}}{r_{01}} \right), \tag{12}$$

которое, с учетом допущений $r_{01} >> \lambda$, $K = \dfrac{2\pi}{\lambda} >> \dfrac{1}{r_{01}}$ может быть записано в виде

$$\frac{\partial G(P_1)}{\partial n} \approx jKCos(\bar{n},\bar{r}_{01}) \cdot e^{jKr_{01}} / r_{01} \qquad (13)$$

Подставляя выражения (9) и (13) в выражение (11), получим

$$U(P_0) = \frac{1}{4\pi} \iint_{S\partial.o.} \frac{e^{jKr_{01}}}{r_{01}} \left[\frac{\partial U}{\partial n} - jKUCos(\bar{n},\bar{r}_{01}) \right] dS_{\partial.o.} \qquad (14)$$

Как следует из выражения (14), в теории Кирхгоффа существует необходимость наложения граничных условий на значения функции U и ее нормальной производной.

Это ограничение было исключено в теории дифракции Рэлея-Зоммерфельда в предположении, что функция Грина G видоизменена таким образом, что-либо сама функция, либо ее нормальная производная $\frac{\partial G}{\partial n}$ обращается в нуль на всей поверхности S_1, при этом выражение (14) остается справедливым.

Зоммерфельд показал, что функция Грина, удовлетворяющая требованиям таких свойств, когда нормальная производная обращается в нуль на всей поверхности экрана, действительно существует.

В предположении, что функция G создается двумя точечными источниками, представляющими зеркальное отображение точки P_0 по обе стороны экрана, т.е. функция

$$G_{\_}(P_1) = \frac{e^{jKr_{01}}}{r_{01}} - \frac{e^{jK\tilde{r}_{01}}}{\tilde{r}_{01}} \qquad (15)$$

где $\tilde{r}_{01}$ – расстояние между точками P_0 и P_1, при этом излучение этих источников сдвинуты по фазе на 180°.

В этом случае нормальная производная функция $G_{\_}$ равна

$$\frac{\partial G_{\_}}{\partial n} = Cos(\bar{n},\bar{r}_{01})(jK - \frac{1}{r_{01}}) \cdot \frac{e^{jKr_{01}}}{r_{01}} - Cos(\bar{n},\tilde{r}_{01})(jK - \frac{1}{\tilde{r}_{01}}) \cdot \frac{e^{jK\tilde{r}_{01}}}{\tilde{r}_{01}} \qquad (16)$$

Для точки P_1 на поверхности $S_{\partial.o.}$ имеем $r_{01} = \tilde{r}_{01}$,

$$Cos(\bar{n},\bar{r}_{01}) = -Cos(\bar{n},\tilde{r}_{01}) \qquad (17)$$

и следовательно на этой поверхности $G_{\_}(P_1) = 0$

$$\frac{\partial G_{\_}(P_1)}{\partial n} = 2Cos(\bar{n},\bar{r}_{01}) \cdot (jK - \frac{1}{r_{01}}) \cdot \frac{e^{jKr_{01}}}{r_{01}} \qquad (18)$$

Таким образом, функция Грина $G_{\_}(P_1)$ обращается в нуль на всей поверхности $S_{д.о.}$. С учетом (18) и граничных условий Кирхгоффа из (14) следует:

$$U(P_0)=\frac{1}{j\lambda}\iint\limits_{S_{д.о.}} U(P_1)\cdot\frac{e^{jKr_{01}}}{r_{01}}\cdot Cos(\bar{n},\bar{r}_{01})dS_{д.о.} \qquad (19)$$

где предполагается, что $r_{01} >> \lambda$ и $jK-\frac{1}{r_{01}}\approx jK$.

Выражение (19) устанавливает зависимости между значениями поля в точках P_0 внутри объема и значениями поля в точках P_1 на поверхности дифракционного отверстия $S_{д.о.}$, представляющими возмущение в виде сферических волн, распространяющихся от точек P_1 к точкам P_0.

Выражение (19) имеет название дифракционного интеграла Рэлея-Зоммерфельда и может быть использовано в качестве математической модели звуковой голограммы и последующих вычислительных процедур реконструкции акустических изображений.

Дифракционный интеграл Рэлея-Зоммерфельда (19), хотя и отражает математическую зависимость комплексных амплитуд сферических волн в полном объеме звукового импульса, однако не дает возможности осуществить его обращение с целью решения основной задачи – получения акустического изображения (получения значения интенсивности эхосигналов точечных дефектов-неоднородностей материала в объеме звукового зондирующего импульса).

Решение этой задачи можно осуществить после проведения некоторых аппроксимаций исходного уравнения (19), записанного в виде

$$U(x_0,y_0)=\iint\limits_{-\infty}^{+\infty} h(x_0,y_0;x_1,y_1)\cdot U(x_1,y_1)dx_1dy_1 \qquad (20)$$

где x_1,y_1 – плоскость сечения звукового импульса, x_0,y_0 – плоскость голограммы.

Пределы интегрирования $\pm\infty$ выбраны с учетом условий Кирхгофа о том, что за пределами плоскости сечения звукового импульса S возмущения $U(x_1,y_1)$ равны нулю[7, 8].

В реальных условиях в системах ультразвукового контроля материалов условия (20) означают значительные ограничения на величину апертуры измерений $2\cdot x_{0\max}$, поскольку существуют физические ограничения на величину Z – глубину зондирования из-за значительного затухания высокочастотных компонент сигналов при распространении ультразвука на большие глубины Z. Эти ограничения неприемлемы, так как снижают поперечную разрешающую способность системы эхоскопии.

Выводы

Конечной целью решения задачи ультразвуковой диагностики, как и задачи томографического синтеза, является получение высокоинформативных изображений внутренней структуры зондируемых УЗ лучом сред, материалов и объектов. В основе формирования акустических изображений методами цифровой акустической голографии лежат математические модели физических явлений дифракции и интерференции, присущие волновым процессам распространения УЗ волн и рассеяния на неоднородностях среды (материала). Показано, что в качестве математической модели звуковой голограммы неоднородностей (дефектов) в сканируемом объеме материала может быть принят дифракционный интеграл Рэлея-Зоммерфельда, а взаимно-однозначное соответствие голограммного описания и восстановленного изображения дефектов сканируемого объема определяется парой одномерных или двумерных Френель-Фурье преобразований.

1. *Бархатов В.А.* Развитие методов ультразвуковой дефектоскопии сварных соединений. – Дефектоскопия, 2003, № 1, С.28-55.
2. *Ермолов И.А.* Наиболее перспективные направления развития ультразвукового контроля металлов (по материалам 7-й Европейской конференции). – Дефектоскопия, 2003, № 4, С.71-100.
3. *Оппенхайм А.В., Лим Дж.С.* Важность фазы при обработке сигналов. – ТИИЭР, том 69, № 5, 1981, С.39-53.
4. *Т.Хуанг.* Цифровая голография. ТИИЭР, 1971, том 59, № 9, С.63-76.
5. *Евдокимов В.Ф., Огир А.С.* О дискретной математической модели звуковой голограммы. – Электронное моделирование, т.22, № 1, 2000, С.3-8.
6. *Огир А.С.* Исследование процессов компьютерного восстановления акустических изображений. – Методы и средства компьютерного моделирования. Сб. научн.тр. ИМПЭ НАНУ, 1997, С.41-44.
7. *Гудмэн Дж.* Введение в Фурье-оптику. – М.: Мир, 1970 – 364 с.
8. *Бабак В.П.* Обробка сигналів при формуванні зображень об’єктів – К.: Либідь, 1994. – 194 с.
9. *Евдокимов В.Ф., Огир А.С.* Математическое моделирование сигналов и процессов в акустической голографии: проблемы и перспективы. – Электронное моделирование, 1996, № 4 – С.29-33.
10. *Евдокимов В.Ф., Огир А.С.* О построении системы ультразвукового контроля конструкционных материалов объектов энергетики и машиностроения. – Электронное моделирование, т.23, № 5, 2001 – С.85-90.
11. *Кайно И.Н.* Акустические волны: устройство, визуализация и аналоговая обработка сигналов. / Под ред. О.В. Руденко. – М.: Мир, 1990. – 656 с.

http://doi.org/10.5281/zenodo.3860760

Поступила 7.10.2019р.