АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1995, том 41, № 1, с. 166 - 167

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.26

УЛЬТРАЗВУКОВОЙ КОНТРОЛЬ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ КОСОУГОЛЬНОЙ РЕШЕТКИ

© 1995 г. И. А. Урусовский
Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН
117036 Москва, ул. Шверника, 4

Поступила в редакцию 05.09.94 г.

Представляет практический интерес использовать ультразвуковой контроль геометрических параметров косоугольной двоякопериодической решетки, заделанной в пластинку. В частности, такой контроль желательно применить для решетки, образованной волокнами, эквидистантно расположенными в двух параллельных плоскостях внутри пластинки, когда в каждой из этих плоскостей волокна ориентированы вдоль своего направления. В связи с этим рассмотрим ориентацию пространственных спектров, дифрагированных на косой двоякопериодической решетке с периодами d и l по двум направлениям в плоскости пластинки, составляющим угол θ в этой плоскости. Ось x декартовой системы координат x, y, z ориентируем по первому направлению, ось z – по нормали к пластинке. Звуковое давление в падающей на пластинку плоской волне зададим в виде

$$p_i(x, y, z) = \exp[i(k_x^0 x + k_y^0 y - (k^2 - (k_x^0)^2 - (k_y^0)^2)^{1/2})],$$

где k_x^0 и k_y^0 – компоненты волнового вектора падающей волны по осям x и y соответственно. Дифрагированное поле звукового давления на передней и задней сторонах пластинки имеет следующий вид:

$$p_s^{\pm}(x, y) = \exp[i(k_x^0 x + k_y^0 y)]\psi^{\pm}(x, y).$$

Здесь $\psi^{\pm}(x, y)$ – двоякопериодическая функция, для которой

$$\psi^{\pm}(x, y) = \psi^{\pm}(x_1 + y\operatorname{ctg}\theta, y) =$$
$$= \psi^{\pm}[x_1 + md + (y + nl\sin\theta)\operatorname{ctg}\theta, y + nl\sin\theta],$$

где $x_1 = x - y\operatorname{ctg}\theta$, m и n – целые числа. Эта функция периодична по x_1 с периодом d и по y с периодом $l\sin\theta$. Поэтому она может быть разложена в двойной ряд Фурье

$$\psi^{\pm}(x, y) = \sum_{n,m}\psi^{\pm}_{nm}\exp(inq_x x_1 + mq_y y),$$

где

$$q_x = 2\pi/d,\ q_y = 2\pi/(l\sin\theta),$$

или

$$\psi^{\pm}(x, y) = \sum_{n,m}\psi^{\pm}_{nm}\exp[inq_x x + i(mq_y - nq_x\operatorname{ctg}\theta)y].$$

При этом дифрагированное поле вне пластинки принимает вид

$$p_s^{\pm}(x, y, z) = \sum_{n,m}\psi^{\pm}_{nm}\exp\{i[(k_x^0 + nq_x)x +$$
$$+ (k_y^0 + mq_y - nq_x\operatorname{ctg}\theta)y \pm k_z^{nm}z]\},$$

где

$$k_z^{nm} = [k^2 - (k_x^0 + nq)^2 - (k_y^0 + mq_y - nq_x\operatorname{ctg}\theta)^2]^{1/2},$$

$\psi^{\pm}_{nm}$ – комплексные амплитуды пространственных спектров, верхний знак соответствует точке наблюдения перед пластинкой, нижний – за пластинкой. Таким образом, косинусы углов, образованных нормалями к фронтам дифрагированных плоских волн с осями x, y и z, соответственно равны

$$\alpha_{nm} = (k_x^0 + nq_x)/k,$$
$$\beta_{nm} = (k_x^0 + mq_y - nq_x\operatorname{ctg}\theta)/k,\quad \gamma_{nm} = \pm k_z^{nm}/k. \tag{1}$$

Ориентация фронтов этих волн может быть экспериментально определена посредством акустической линзы. Если ось линзы совместить с направлением распространения одной из дифрагированных волн, то соответственный пучок лучей соберется в фокусе линзы. Резкое увеличение интенсивности звука в фокусе линзы и служит признаком указанного совмещения. Определив таким образом направляющие косинусы α_{nm} и β_{nm}, из (1) найдем

$$d = 2\pi n/(k\alpha_{nm} - k_x^0),$$
$$l = 2\pi m/\left[(k\beta_{nm} - k_y^0)\sin\theta - \frac{2\pi n}{d}\cos\theta\right]. \tag{2}$$

Определив d из первого уравнения, l и θ найдем из второго для двух различных пар индексов m, n. В частности,

$$\operatorname{ctg}\theta = \frac{\dot{k}d}{2\pi(n-s)}(\beta_{nm} - \beta_{sm}), \quad n \neq s, \quad m \neq 0.$$

Предпочтительнее, очевидно, находить искомые параметры d, l и θ методом наименьших квадратов из уравнений системы (2) для всех пар индексов n, m, для которых k_x^{nm} вещественно, что соответствует однородным пространственным дифракционным спектрам.

При нормальном падении на пластинку облучающей волны пространственные спектры с индексом $n = 0$ ориентированы в плоскости, перпендикулярной оси x, а в общем случае α_{0m} одинаковы для всех m, и тогда спектры с индексом $n = 0$ ориентированы в направлениях, являющихся образующими кругового конуса, ось которого и является осью x.

Таким образом, геометрия ячейки косой решетки определяется только ориентацией пространственных дифрагированных спектров и не зависит от распределения их амплитуд, подобно тому как параметры элементарной ячейки кристалла определяются только положением пятен на рентгенограмме. Распределение же амплитуд зависит от физических свойств рассеивателей (плотности, показателя преломления) и их распределения по элементарной ячейке решетки и дает возможность для решения соответствующей обратной задачи.

Автор выражает благодарность Л.М. Лямшеву за указание на актуальность рассмотренной проблемы.