

О.О. Огір, Київ
І.М. Лях, Ужгород

ВІДНОВЛЕННЯ АКУСТИЧНИХ ЗОБРАЖЕНЬ З ВИСОКИМ РОЗРІЗНЕННЯМ ПРИ ВИКОРИСТАННІ ПРОЦЕДУР ФІЛЬТРАЦІЇ

Abstract. The restoration of acoustic images in which each point of the raster line (acoustic axis of the sound beam) is reproduced on the basis of a one-dimensional hologram recorded for a specific spatial position of the sound pulse in the sound beam. Sequentially reproduced points are arranged in a raster line, raster lines in a frame of an acoustic image. The reproduction of the intensity of the point of the raster line of the building is made on the basis of the Fresnel-Fourier transformation.

Вступ

Операція лінеаризації одновимірної голограми виконується шляхом по-компонентного множення її на множник, спряжений квадратичному фазовому множнику Френеля. В результаті виконання цієї операції дискретна одновимірна голограма стає вільною від компонент I квадратичною залежністю фази від. Спектр лінеаризованої голограми складається з просторових гармонік з частотами $x_1 / \lambda z$ які взаємно однозначно відповідають точкам осі x_1 , в яких діють ехосигнали точок – неоднорідностей звукового імпульсу. А операція оберненого Фур'є-перетворення лінеаризованої голограми дає комплексну амплітуду і частоту просторових гармонік спектра звукової голограми.

Оскільки на основі одновимірної голограми растровий обчислювальний метод відтворює лише одну просторову гармоніку спектру, яка має нульову частоту $f_{x0} = x_0 / \lambda z$, то виконується лише операція знаходження сталої складової спектру одновимірної голограми шляхом підсумовування її комплексних компонент.

Використання процедур фільтрації для відновлення акустичних зображень з високим розрізненням

Потрібно відзначити, той факт, що па відміну від методів ОХФ і КФ, де для знаходження інтенсивності і місцеположення ехосигналів точок – неоднорідностей використовуються кореляційні піки, якісне визначення яких можливе тільки при широкополосній дискретній голограмі, а розробленому обчислювальному методі інформативною є стала складова спектру лінеаризованої голограми, і, як наслідок, інтервал дискретизації може бути вибраний тільки за умови достатньо високого пікового значення інтенсивності сигналу сфокусованої точки [1]. Таким чином, розроблений обчислювальний метод потребує кількості точок дискретизації апертури і відповідного обсягу вимірювально-обчислювальної апаратури в 6 – 7 раз

менше, ніж метод ОХФ або КФ при досягненні просторового розрізнення одного і того ж значення. Як показано в роботах [2, 4], дифракційний інтеграл Кірхгофа може бути записаний у вигляді:

$$U(P_0) = \frac{1}{j\lambda} \iint_{S_{d.o.}} U(P_1) \cdot \frac{e^{jKr_{01}}}{r_{01}} \cdot \text{Cos}(\bar{n}, \bar{r}_{01}) dS_{d.o.} \quad (1)$$

де припускається, що $r_{01} \gg \lambda$ і $jK - \frac{1}{r_{01}} \approx jK$; $P_0 = x_0, y_0$; $P_1 = x_1, y_1$

Вираз (1) встановлює залежність між значеннями поля в точках P_0 всередині об'єму і значеннями поля в точках P_1 на поверхні дифракційного отвору $S_{d.o.}$, які представляють збурення у вигляді сферичних хвиль, які розповсюджуються від точок P_1 до точок P_0 .

Вираз (1) має назву дифракційного інтеграла Релея-Зоммерфельда і може бути використаний в якості математичної моделі звукової голограми при розробці обчислювальних процедур реконструкції акустичних зображень внутрішньої структури матеріалу (середовища). Дифракційний інтеграл Релея-Зоммерфельда (1), хоч і відображає математичну залежність комплексних амплітуд сферичних хвиль в об'ємі звукового імпульсу від комплексних амплітуд в об'єктній площині, проте не дає можливості здійснити його обернення з метою рішення основної задачі – отримання акустичних зображень (отримання значення інтенсивності ехосигналів точкових дефектів-неоднорідностей матеріалу в об'ємі звукового зондуючого імпульсу).

Вирішення цієї задачі можливо здійснити після проведення деяких апроксимацій висхідного рівняння (1), записаного у вигляді:

$$U(x_0, y_0) = \iint_{-\infty}^{+\infty} h(x_0, y_0; x_1, y_1) \cdot U(x_1, y_1) dx_1 dy_1 \quad (2)$$

де x_1, y_1 – площина перерізу звукового імпульсу, x_0, y_0 – площина голограми.

Межі інтегрування $\pm\infty$ обрані з урахуванням обмежень Кірхгофа про те, що за межами площини перерізу звукового імпульсу S збурення $U(x_1, y_1)$ дорівнюють нулю. Вагова функція $h(x_0, y_0; x_1, y_1)$ записується у вигляді:

$$h(x_0, y_0; x_1, y_1) = \frac{1}{j\lambda} \cdot \frac{e^{jKr_{01}}}{r_{01}} \cdot \text{Cos}(\bar{n}, \bar{r}_{01}) \quad (3)$$

Якщо припустити, що

$$Z \gg x_0, y_0; Z \gg x_1, y_1 \quad (4)$$

і обмежити кут $(\bar{n}; \bar{r}_{01}) \ll 18^0$, то при цьому виникаюча похибка h по амплітуді буде складати не більше 5%. При цьому $\text{Cos}(\bar{n}, \bar{r}_{01}) \approx 1$.

В реальних умовах в системах ультразвукового контролю матеріалів умови (3) означають значні обмеження на величину апертури вимірювань $2 \cdot x_{0\text{max}}$, оскільки існують фізичні обмеження на величину Z – глибину зондування через значне затухання високочастотних компонент сигналів при розповсюдженні ультразвуку на великі глибини Z . Ці обмеження є неприйнятні, оскільки вони знижують поперечну розрізнявальну здатність системи ехоскопії. Дане протиріччя може бути вирішено наступним чином.

Якщо уявити, що об'єктна площина S є аналогом дифракційного отвору S д.о. на пласкому екрані для випадку оптичних хвиль, в точках x_1, y_1 якої розташовані дискретні випромінювачі сферичних хвиль, то значення комплексних амплітуд в точках x_0, y_0 лінійної виміральної апертури буде визначатися залежністю, сформульованою дифракційним інтегралом Релея-Зоммерфельда [3].

Рис. 1 ілюструє геометрію розповсюдження сферичних звукових хвиль ехосигналів від точок неоднорідностей, які знаходяться в об'єктній площині S звукового імпульсу, і які розповсюджуються в напрямку лінійної апертури приймачів.

Вважаючи, що координати x_1, y_1 в площині S перерізу звукового імпульсу є досить малими величинами у порівнянні з координатами x_0, y_0 і відстанню r_{01} , що виконується в реальних умовах, так як розміри площини $S \ll$ апертури вимірювань, координати x_1, y_1 можливо апроксимувати центром площини S з постійним значенням x'_1, y'_1 . В цьому випадку значення $r_{01} \approx r'_{01}$ в знаменнику (4) не залежить від значення x_1, y_1 і може бути винесено за знак інтегрування в (5), (6). Виходячи з цієї ж умови для r'_{01} , $\text{Cos}(\bar{n}, \bar{r}'_{01})$ також можливо винести за знак інтегрування і вираз (5) запишеться в вигляді:

$$h(x_0, y_0; x_1, y_1) = \frac{1}{j\lambda} \cdot \frac{1}{r'_{01}} \cdot \text{Cos}(\bar{n}, \bar{r}'_{01}) \cdot e^{iKr_{01}} \quad (5)$$

Запишемо значення r'_{01} та $\text{Cos}(\bar{n}, \bar{r}'_{01})$ в розгорнутому вигляді:

$$r'_{01} = \sqrt{z^2 + x_0^2 + y_0^2}, \quad \text{Cos}(\bar{n}, \bar{r}'_{01}) = \frac{Z}{\sqrt{z^2 + x_0^2 + y_0^2}}. \quad (6)$$

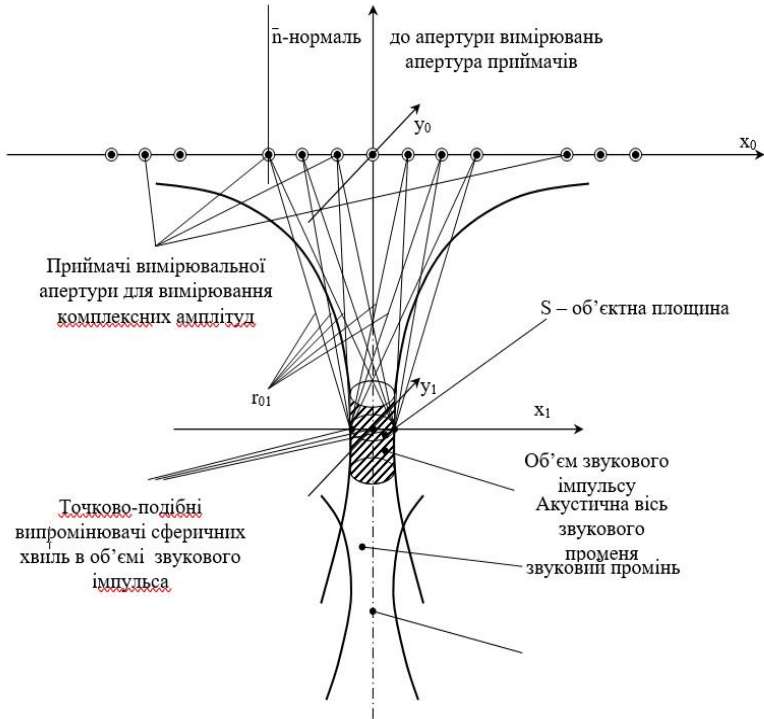


Рис. 1. Геометрія розповсюдження сферичних звукових хвиль ехосигналів

З урахуванням (5) вираз (6) буде мати вигляд:

$$h(x_0, y_0; x_1, y_1) = \frac{1}{j\lambda} \cdot \frac{1}{r'_{01}} \cdot \text{Cos}(\bar{n}, \bar{r}'_{01}) \cdot e^{jk r_{01}} \quad (7)$$

а вираз (2.5) прийме вигляд:

$$U(x_0, y_0) = \frac{1}{j\lambda} \cdot \frac{z}{(z^2 + x_0^2 + y_0^2)} \cdot \iint_{-\infty}^{+\infty} e^{jk r_{01}} \cdot U(x_1, y_1) dx_1 dy_1 \quad (8)$$

У виразі (8) Z – відстань від площини S перерізу звукового імпульса до

площини голограми, x_0, y_0 – координати приймально-випромінюючих елементів вимірювальної решітки. Величина $\frac{z}{(z^2 + x_0^2 + y_0^2)}$ характеризує затухання амплітуди ехосигналів при розповсюдженні відбитої хвилі в досліджуваному середовищі і повинна бути врахована в пристроях часового автоматичного регулювання підсилення (ЧАРП) приймально-випромінюючих трактів голографічної системи. Таким чином, знімаються обмеження парахіального наближення Френеля (8) на апертуру вимірювань x_0, y_0 .

Оскільки значення апертури вимірювань може бути достатньо великим, апроксимувати r'_{01} в показнику підінтегральної експоненти вираження (9) Френель запропонував шляхом розкладання квадратного кореня в степенний ряд вигляду [5]

$$\sqrt{1+b} = 1 + \frac{1}{2}b - \frac{1}{8}b^2 + \dots \quad (9)$$

r'_{01} в розгорнутій формі буде дорівнювати

$$r'_{01} = z \sqrt{1 + \left(\frac{x_0 - x_1}{z}\right)^2 + \left(\frac{y_0 - y_1}{z}\right)^2},$$

і b можливо записати у вигляді:

$$b = \left(\frac{x_0 - x_1}{z}\right)^2 + \left(\frac{y_0 - y_1}{z}\right)^2 \quad (10)$$

Якщо в виразі (10) обмежитись лінійним членом, то для випадку лінійної апертури вимірювань вираз (11) прийме вигляд:

$$U(x_0) = \frac{1}{j\lambda} \cdot \frac{z}{z^2 + x_0^2} \cdot e^{jKz} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{jK}{2z}(x_0 - x_1)^2} \cdot U(x_1) dx_1 \quad (11)$$

Розкривши дужки в показнику експоненти під знаком інтеграла і виносячи за знак інтегрування члени, які не залежать від x_1, y_1 .

Проводячи деякі перетворення виразу з метою отримання зворотної залежності об'єктної функції $U(x_1, y_1)$ від голограмного опису $U(x_0, y_0)$, отримаємо вираз (12) для шуканої об'єктної функції $U(x_1, y_1)$

$$U(x_1, y_1) = e^{\frac{-j\omega}{2cz} \cdot (x_1^2 + y_1^2)} \cdot j\lambda \cdot \frac{z^2 + x_0^2 + y_0^2}{z} \cdot e^{\frac{-j\omega z}{c}} \iint_{-\infty}^{+\infty} U(x_0, y_0) \cdot e^{\frac{-j\omega}{2cz} (x_0^2 + y_0^2)} \cdot e^{j2\pi(f_{x0}x_1 + f_{y0}y_1)} df_{x0} df_{y0} \quad (12)$$

Таким чином, взаємно однозначна відповідність голограмного опису $U(x_0, y_0)$ і об'єктної (відновленої) функції $U(x_1, y_1)$ визначається виразами (11) и (12), які представляють пару двовимірних Френель-Фур'є перетворень з множенням функцій і їх Фур'є образів на відповідні коефіцієнти.

Висновки

В якості математичної моделі звукової голограми неоднорідностей (дефектів) в сканованому об'ємі матеріалу може бути прийнятий дифракційний інтеграл Релея-Зоммерфельда. Взаємооднозначна відповідність голограмного опису і відновленого зображення дефектів сканованого об'єму визначається парою одновимірних/двовимірних Френель-Фур'є перетворень. Одновимірне представлення в математичній моделі фазової голограми тривимірного положення точок-неоднорідностей у вигляді проекції їх геометричного положення в звуковому імпульсі на вісь X_1 не спотворює відтворених в системі амплітуд (інтенсивностей) коливань ехосигналів.

Оскільки інформацією голограм для відтворення інтенсивності (амплітуди) ехосигналу в фокусованій точці є його стала складова, допускається використання обчислювальних процедур фільтрації сигналів-завад ревербераційного типу і вторинних дифракційних максимумів.

1. *Бабак В.П.* Обробка сигналів при формуванні зображень об'єктів. – К.: Либідь, 1994 – 192 с.
2. *Данилов В.Н., Самокруток А.А.* Моделирование работы пьезопреобразователей с сухим точечным контактом в режиме излучения. – Дефектоскопия, 2003, № 8. – С.11-23.
3. *Ермолов И.А.* Наиболее перспективные направления развития ультразвукового контроля металлов (по материалам 7-й Европейской конференции) // Дефектоскопия. № 4, 2003. – С.71-100.
4. *Евдокимов В.Ф., Огір А.С.* О принципах построения компьютерных систем звуковидения // Электронное моделирование, 1994, № 3. – С.72-78.
5. *Євдокимов В.Ф.* Дослідження характеристик якості УЗ зображень та алгоритмів їх обробки. / О.С. Огір, О.О. Огір // Моделювання та інформаційні технології. Зб. наук. пр. ІПМЕ ім. Г.С. Пухова НАН України, – Вип. 80. – К.: 2017. – С.3-11.

<http://doi.org/10.5281/zenodo.3859661>

Поступила 23.09.2019р.