

УДК 534.8+620

## О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В УЛЬТРАЗВУКОВОМ КОНТРОЛЕ ДВОЙНОГО СКАНИРОВАНИЯ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЯ РАССЕИВАТЕЛЕЙ

© 2001 г. Е. Г. Базулин

РНЦ "Курчатовский институт", ООО "Научно-производственный центр "Эхо+",

123182 Москва, пл. Курчатова 1

E-mail: echo.ndt@g23.relcom.ru

Поступила в редакцию 18.12.2000 г.

Представлен вывод формулы двойного сканирования, когда излучатель и приемник движутся независимо друг от друга по прямым параллельным линиям. Обсуждены преимущества и недостатки этого метода в сравнении с методом проекции в спектральном пространстве (ПСП) также используемом при когерентном восстановлении изображения рассеивателей. В численном эксперименте показана эффективность применения метода двойного сканирования для подавления паразитных изображений, сформированных трансформированными и перерассеянными импульсами.

Методы ультразвуковой дефектоскопии широко применяются в различных отраслях промышленности для неразрушающего контроля оборудования. Основными недостатками традиционных методов ультразвуковой дефектоскопии является низкая точность определения размеров дефектов и проблема их классификации. Кроме того, традиционный контроль не гарантирует выявления наиболее опасных дефектов типа трещин, вследствие сложной природы дифракции на них ультразвуковых волн. Результатом этого является неоправданно жесткие нормы контроля, действующие в различных отраслях. Между тем именно правильно определенный тип дефекта, его размеры и местоположение определяют возможность эксплуатации и ресурс работы контролируемого объекта. Для получения изображения рассеивателей с высокой разрешающей способностью используют системы с когерентной обработкой измеренных эхо-сигналов. Так, в России для контроля сварных швов трубопроводов АЭС используется система "Авгур 4.2" [1], а за рубежом для контроля ответственных конструкций применяются системы "Maser" фирмы "Technoatom" и "μ+" фирмы "Sonomatic". В таких промышленных системах для получения изображения рассеивателей используются достаточно простые алгоритмы, основанные на решении обратной скалярной задачи рассеивания в Борновском приближении [2, 3]. К таким алгоритмам относится метод SAFT [4, 5] и метод проекции в спектральном пространстве [6, 7, 8]. Практическая реализация последнего метода особенно эффективна из-за высокой скорости получения изображения рассеивателей по набору эхо-сигналов, измеренных в совмещенном режиме, когда излучение и прием ультразвуковых импульсов проводится одним преобразователем.

Обратная сторона простоты используемых алгоритмов состоит в том, что изображения рассеивателей иногда получаются недостаточно высокого качества. На них достаточно велик уровень паразитных изображений, сформированных перерассеянными импульсами и импульсами, возникшими в результате трансформации типов волн при рассеивании на неоднородностях. Кроме того, не всегда однозначно можно судить о форме рассеивателя, так как восстанавливается изображение только той части его границы, отраженные импульсы от которой регистрируются в области приема. Для получения дополнительной информации о форме рассеивателя используют отдельную схему регистрации эхо-сигналов, когда излучатель неподвижен, а приемник движется [3]. Или когда излучатель и приемник синхронно перемещаются вдоль приемной апертуры [9]. В первом случае для корректного восстановления изображения рассеивателей нужно, чтобы излучаемая волна была плоской. К сожалению, это условие не реализуемо в практике ультразвукового контроля. А во втором случае обработка данных происходит не в спектральном пространстве с использованием техники быстрого преобразования Фурье [4], а непосредственно и поэтому требует достаточно много времени. Отметим еще и то обстоятельство, что повышение отношения сигнал/шум при использовании когерентной системы типа "Авгур 4.2" для ультразвукового контроля аустенитных материалов оказывается недостаточно большим [10].

В статье [11] была предложена схема проведения ультразвукового контроля и обработки измеренных эхо-сигналов, когда излучатель и приемник движутся независимо друг от друга по прямым параллельным линиям, и на тип излученного поля не накладывается ограничение плоской вол-

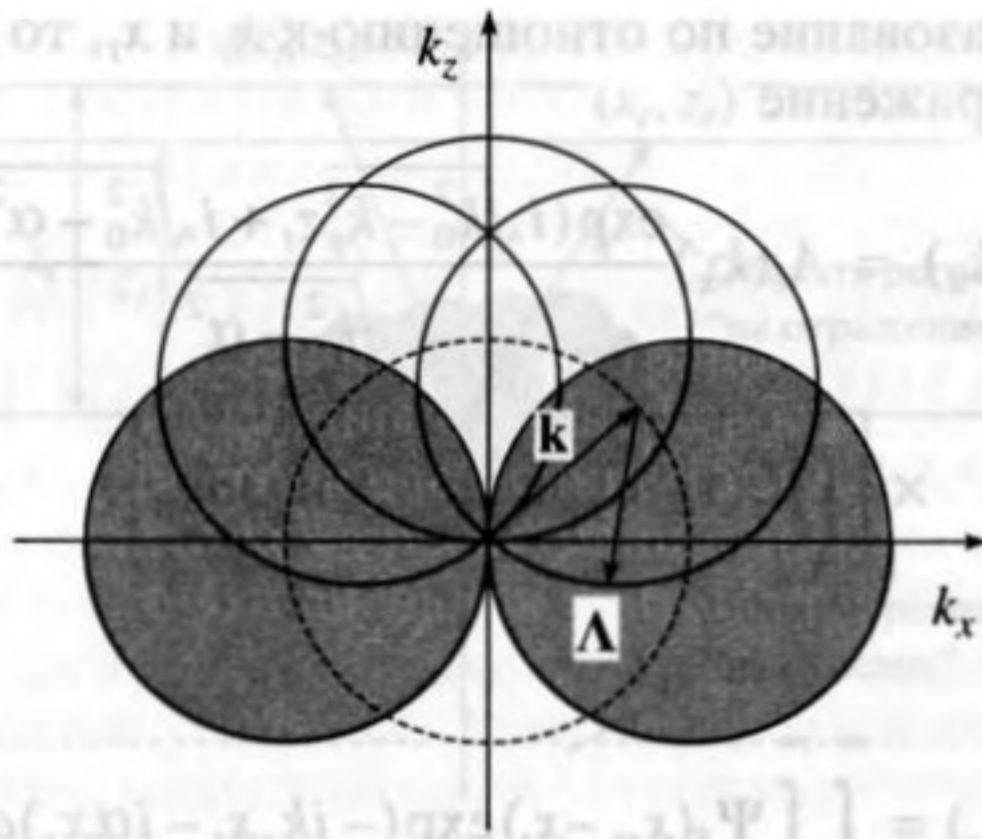


Рис. 2. Структура данных в спектральном пространстве при работе "на просвет" в режиме двойного сканирования.

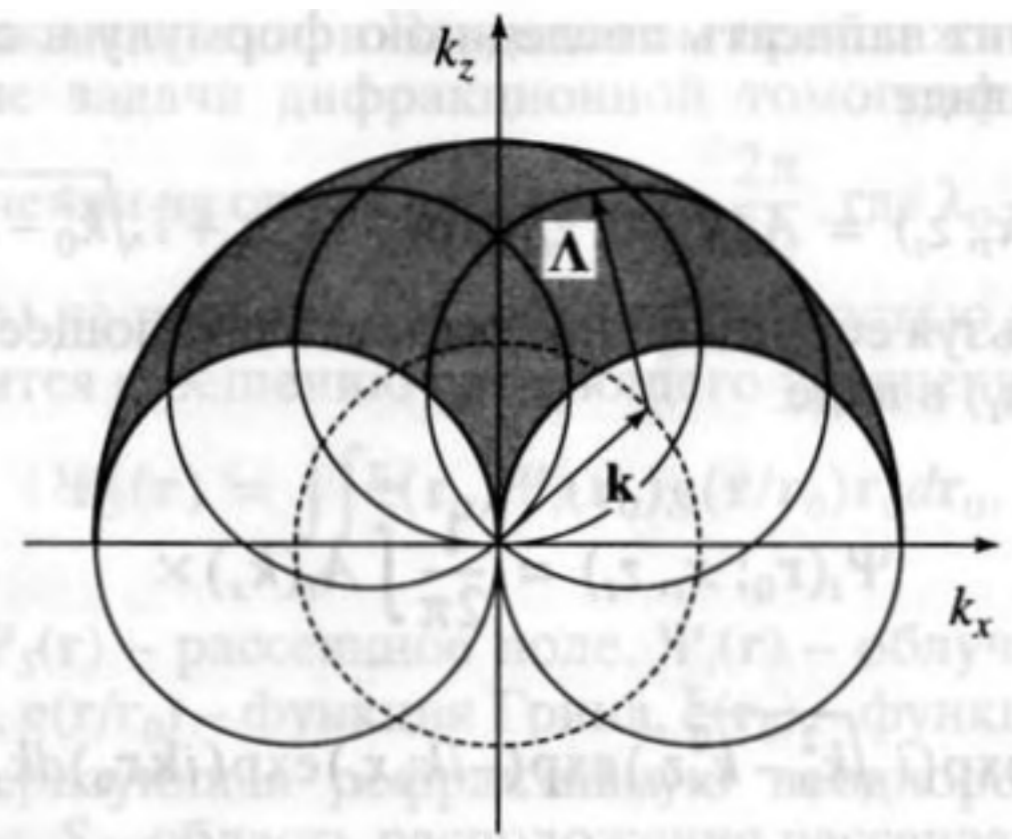


Рис. 3. Структура данных в спектральном пространстве при работе "на отражение" в режиме двойного сканирования.

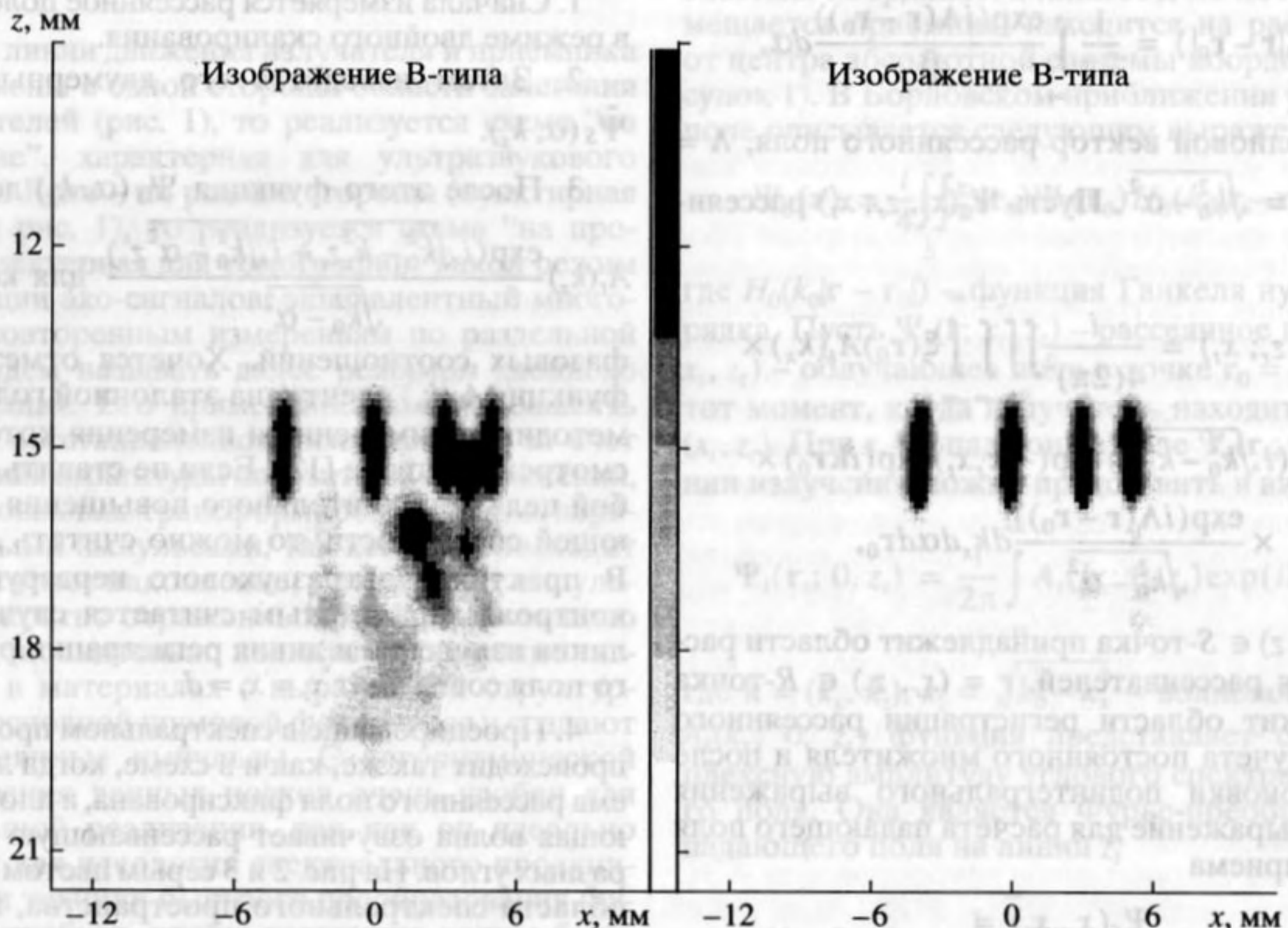


Рис. 4. Изображение четырех точечных рассеивателей, полученных методом ПСП и методом двойного сканирования. При расчете эхо-сигналов учитывалось четырехкратное перерассеивание и трансформация волн на точечных рассеивателях.

обеспечения когерентного ультразвукового дефектоскопа серии "Авгур 4.2", разработанного и изготавливаемого в "Научно-производственном центре "Эхо+". В качестве модели были выбраны четыре точечных рассеивателя с координатами  $(-4; 0)$ ,  $(0; 0)$ ,  $(3; 0)$  и  $(5; 0)$  мм в абсолютной системе координат. Линии регистрации и излучения совпадают и удалены от центра абсолютной системы координат на расстояние 15 мм, то есть рассматривалась схема регистрации "на отражение". При расчете эхо-сигналов учитывалось четырех-

кратное перерассеивание и трансформация волн на точечных рассеивателях. Для приближения к реальным данным считалось, что половина угла раскрытия прямого преобразователя равна 40 градусам, его резонансная частота равна 2.5 МГц, а длина импульса равна 1 мкс. Предполагалось, что преобразователь излучает поперечную волну. Пространственная апертура, по которой перемещался приемник, начиналась с точки  $-25.6$  мм и состояла из 256 выборок с интервалом 0.2 мм, а временная начиналась с 6 мкс и содержала 256 выбо-

рок, измеренных через 0.05 мкс. Координаты излучателя менялись 64 раза с шагом 0.4 мм, начиная с точки 12.8 мм.

На рис. 4 слева представлено изображение, полученное методом ПСП, по эхо-сигналам, измеренным в совмещенном режиме. Кроме прямых изображений четырех точечных рассеивателей хорошо видны паразитные блики, амплитуда которых доходит до 100% от амплитуды прямых изображений рассеивателей. На правой панели представлено изображение, полученное по эхо-сигналам, измеренным в режиме двойного сканирования. Видно, что паразитные блики, сформированные эхо-сигналами, трансформированными и перерассеянными на точечных неоднородностях, значительно уменьшили свою амплитуду. Данный результат можно объяснить тем, что метод двойного сканирования имеет очень важную особенность, которая заключается в следующем. Несмотря на то, что данный метод получения изображения рассеивателей основан на Борновском приближении, не учитывающем многократного перерассеивания, в восстановленном изображении тем не менее присутствуют паразитные блики, сформированные перерассеянными эхо-сигналами. Это следует из того, что измерения в режиме двойного сканирования эквивалентны многократному повторению регистрации рассеянного поля в раздельном режиме, и их совместная обработка приводит к тому, что блики, соответствующие однократно отраженным эхо-импульсам будут складываться в фазе, и их амплитуда возрастет в  $N_{irm}$  раз, где  $N_{irm} = 64$  количество положений излучателя. Паразитные блики, сформированные трансформированными и перерассеянными эхо-сигналами, будут складываться не в фазе, и их амплитуда возрастет в  $\sqrt{N_{irm}} = 8$  раз [3].

Таким образом, рассмотрена возможность применения метода двойного сканирования для повышения качества изображения рассеивателей в ультразвуковой дефектоскопии. В численном эксперименте продемонстрировано, что при восстановлении изображения рассеивателей паразитные блики, сформированные эхо-сигналами, трансформированными и перерассеянными на неоднородностях, значительно уменьшают свою амплитуду. Это свойство метода двойного сканирования может оказаться полезным в практике ультразвукового контроля при анализе когерентного изображения дефектов.

## Utilization of Double Scanning in Ultrasonic Testing to Improve the Quality of the Scatterer Images

E. G. Bazulin

Derivation of a formula for double scanning, when a radiator and a receiver move independently along parallel straight lines, is presented. Advantages of this technique are discussed in comparison with the method of projection in the spectral space, which is also used for a coherent reconstruction of a scatterer image. The efficiency of the double scanning technique in suppressing the phantom images produced by transformed and rescattered pulses is demonstrated in a numerical experiment.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бадалян В.Г., Вopilкин А.Х., Гребенников В.В. и др. (НПЦ ЭХО+, Москва) Опыт применения ультразвуковых компьютерных систем с когерентной обработкой данных серии "Авгур 4.2" в атомной энергетике. – Тезисы докладов XV Российской научно-технической конференции "Неразрушающий контроль и диагностика", Москва, 28 июня–2 июля 1999 г.
2. Буров В.А., Горюнов А.А., Сасковец А.В., Тихонова Т.А. Обратные задачи рассеяния в акустике (обзор) // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 4. С. 433–449.
3. Горюнов А.А., Сасковец А.В. Обратные задачи рассеяния в акустике. М.: Изд-во МГУ, 1989. 152 с.
4. Hall T.E., Doctor S.R., Reid L.D. et al. Implementation of real-time ultrasonic SAFT system for inspection of nuclear reactor components // Acoustical Imaging, 1987. V. 15. P. 253–266.
5. Erhard A., Lucht B., Schulz E. et al. Characterization of Defects in Austenitic Pipe Gird Welds // Journ. of Non-destructive Testing and Ultrasonics, ISSN: 1435–4934. V. 5. № 9. October 2000.
6. Mayer K., Markelein R., Langenberg K.J., Kreutter T. Three-dimensional imaging system based on Fourier transformation synthetic aperture focusing technique // Ultrasonics. 1990. V. 28. P. 241–255.
7. Бадалян В.Г., Базулин Е.Г. Цифровое восстановление изображения рассеивателей методом проекции в спектральном пространстве // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 2. С. 222–231.
8. Takahashi F., Nagashima Y., Tanaka I. et al. Ultrasonic Sizing and Recognition of Cracks and Porosities in Weld Metals Using Acoustical Holographic Inspections // First International Conference on NDE in Relation to Structural Integrity for Nuclear and Pressurised Components, 20–22 October 1998. Amsterdam, Netherlands.
9. Григорьев М.В., Гребенников В.В., Гурвич А.К. Определение размеров трещин ультразвуковым методом // Дефектоскопия. 1978. № 1. С. 8–12.
10. Бадалян В.Г., Вopilкин А.Х., Гребенников В.В., Гребенников Д.В. (НПЦ ЭХО+). Сравнительный анализ способов повышения отношения сигнал/шум при ультразвуковом контроле аустенитных швов // Контроль. Диагностика, 2000. № 9(27). С. 29–35.
11. Nahamoto D., Pan B.X., Kak A.S. Synthetic aperture diffraction tomography and its interpolation free implementation // IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics. 1984, SU-31. P. 218–229.
12. Бадалян В.Г., Базулин Е.Г. Улучшение качества изображения дефектов при восстановлении акустических голограмм // Дефектоскопия. 1987. № 11. С. 76–80.

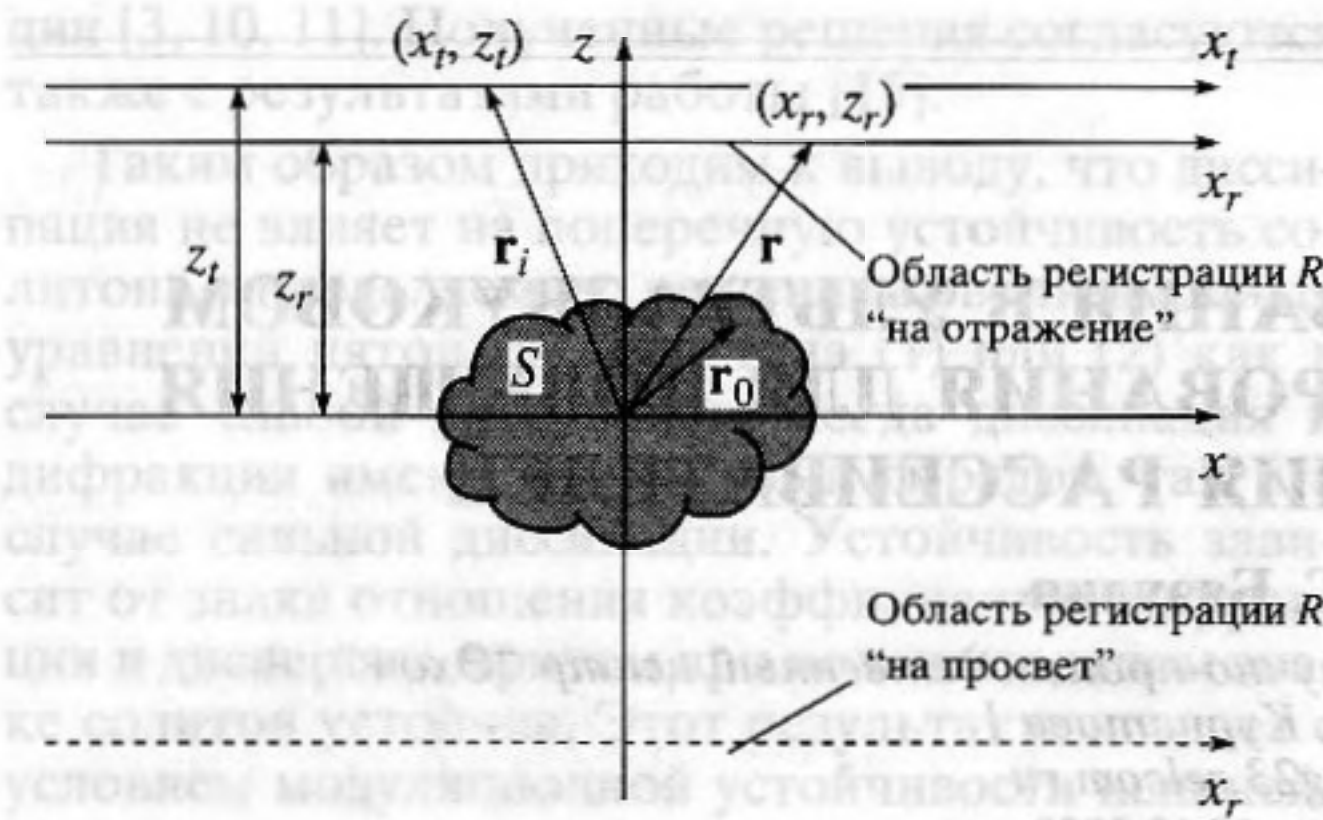


Рис. 1. Схема проведения опыта в режиме двойного сканирования по измерению рассеянного поля излучателем и приемником, движущимся по линии независимо друг от друга.

ны. Если линии движения излучателя и приемника расположены с одной стороны области залегания рассеивателей (рис. 1), то реализуется схема "на отражение", характерная для ультразвукового контроля. Если – по разные стороны (пунктирная линия на рис. 1), то реализуется схема "на просвет", характерная для томографии. Такой режим регистрации эхо-сигналов, эквивалентный многократно повторенным измерениям по отдельной схеме, будем называть далее режимом двойного сканирования. Его применение может повысить качество восстановленного изображения за счет уменьшения амплитуды паразитных изображений, сформированных трансформированными и перерассеянными импульсами, так как не происходит их когерентное накопление, в отличие от импульсов, однократно отраженных [3]. С его помощью удастся дополнительно повысить отношение сигнал/шум в материалах с выраженной структурной, где основной шумовой фон как раз и создают перерассеянные импульсы. С алгоритмической точки зрения данный подход очень удобен для программной реализации, так как он идеально подходит для идеологии спектрального проецирования и техники быстрого преобразования Фурье и не требует, чтобы падающие волны были плоскими. Определенным недостатком метода двойного сканирования можно считать значительную избыточность информации и увеличение времени регистрации эхо-сигналов.

Обсудим далее вывод формулы двойного сканирования, когда излучатель и приемник движутся независимо друг от друга по прямым параллельным линиям. Рассмотрим его преимущества и его недостатки в сравнении с методом ПСП, также используемым при когерентном восстановлении изображения рассеивателей. В численном эксперименте показана эффективность применения метода двойного сканирования для подавления паразитных изображений, сформированных трансформированными и перерассеянными импульсами.

Как известно, в Борновском приближении решение задачи дифракционной томографии при излучении на одной частоте  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ , где  $\lambda_0$  – длина волны на частоте  $f_0$  в среде со скоростью звука  $c$  сводится к решению следующего уравнения

$$\Psi_S(\mathbf{r}) = \iint_S \xi(\mathbf{r}_0) \Psi_i(\mathbf{r}_0) g(\mathbf{r}/\mathbf{r}_0) \mathbf{r}_0 d\mathbf{r}_0,$$

где  $\Psi_S(\mathbf{r})$  – рассеянное поле,  $\Psi_i(\mathbf{r})$  – облучающее поле,  $g(\mathbf{r}/\mathbf{r}_0)$  – функция Грина,  $\xi(\mathbf{r}_0)$  – функция, характеризующая рефрактивную неоднородность среды,  $S$  – область расположения рассеивателей.

Рассмотрим частный двумерный случай, когда линия  $x_t$ , по которой перемещается излучатель, находится на расстоянии  $z_t$  от центра абсолютной системы координат, а линия  $x_r$ , по которой перемещается приемник, находится на расстоянии  $z_r$  от центра абсолютной системы координат  $xz$  (рис. 1). В Борновском приближении рассеянное поле описывается следующим выражением:

$$\Psi_S(\mathbf{r}) = \frac{i}{4} \iint_S \xi(\mathbf{r}_0) \Psi_i(\mathbf{r}_0) H_0(k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|) d\mathbf{r}_0,$$

где  $H_0(k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|)$  – функция Ганкеля нулевого порядка. Пусть  $\Psi_S(\mathbf{r}; x_t, z_t)$  – рассеянное поле,  $\Psi_i(\mathbf{r}_0; x_t, z_t)$  – облучающее поле в точке  $\mathbf{r}_0 = (x, z) \in S$ , в тот момент, когда излучатель находится в точке  $(x_t, z_t)$ . При  $x_t = 0$  падающее поле  $\Psi_i(\mathbf{r}_0; 0, z_t)$  на линии излучения можно представить в виде

$$\Psi_i(\mathbf{r}_0; 0, z_t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A_t(k_x; 0, z_t) \exp(ik_x x) dk_x,$$

где  $\mathbf{k} = (k_x, k_z)$ ,  $k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2}$  – волновой вектор, а  $A_t(k_x; 0, z_t)$  функция представляет собой комплексную амплитуду углового спектра падающего поля. Она является Фурье-преобразованием падающего поля на линии  $z_t$

$$A_t(k_x; 0, z_t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_i(x; 0, z_t) \exp(-ik_x x) dx.$$

Если излучатель расположен в другой точке на  $x_t$  линии изучения  $z_t$ , то угловой спектр падающего поля  $\Psi_i(x; x_t, z_t)$  имеет вид

$$A_t(k_x; x_t, z_t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_i(x; x_t, z_t) \exp(-ik_x x) dx.$$

Очевидно, что из равенства  $\Psi_i(z; x_t, z_t) = \Psi_i(x - x_t; 0, z_t)$ , следует

$$A_t(k_x; x_t, z_t) = A_t(k_x; 0, z_t) \exp(-ik_x x_t).$$

Поле с линии излучения можно пересчитать в центр абсолютной системы координат  $xz$ , что

позволит записать последнюю формулу в следующем виде

$$A_t(k_x; x_r, z_t) = A_t(k_x; 0, z_t) \exp(-ik_x x_t + i\sqrt{k_0^2 - k_x^2} z_t).$$

Используя ее, можно представить падающее поле  $\Psi_i(\mathbf{r}_0; x_t)$  в виде

$$\Psi_i(\mathbf{r}_0; x_r, z_t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A_t(k_x) \times$$

$$\times \exp(i\sqrt{k_0^2 - k_x^2} z_t) \exp(-ik_x x_t) \exp(ik_x r_0) dk_x,$$

где  $A_t(k_x) \equiv A_t(k_x; 0, z_t)$ .

Функция Грина свободного пространства при  $|\mathbf{r}| > |\mathbf{r}_0|$  может быть разложена по плоским волнам

$$H_0(k_0|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(i\Lambda(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0))}{\beta} d\alpha,$$

где  $\Lambda$  – волновой вектор рассеянного поля,  $\Lambda = (\alpha, \beta)$ ,  $\beta = \sqrt{k_0^2 - \alpha^2}$ . Пусть  $\Psi_S(x_r, z_r; x_t)$  рассеянное поле

$$\Psi_S(x_r, z_r; x_t) = \frac{i}{4(2\pi)^2} \iiint_S \int_{-\infty}^{\infty} \xi(\mathbf{r}_0) A_t(k_x) \times$$

$$\times \exp(i\sqrt{k_0^2 - k_x^2} z_t) \exp(-ik_x x_t) \exp(ik_x r_0) \times \\ \times \frac{\exp(i\Lambda(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0))}{\sqrt{k_0^2 - \alpha^2}} dk_x d\alpha d\mathbf{r}_0,$$

где  $\mathbf{r}_0 = (x, z) \in S$ -точка принадлежит области расположения рассеивателей,  $\mathbf{r} = (x_r, z_r) \in R$ -точка принадлежит области регистрации рассеянного поля. Без учета постоянного множителя и после перекомпоновки подынтегрального выражения получим выражение для расчета падающего поля на линии приема

$$\Psi_S(x_r, x_t) =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_t(k_x) \frac{\exp(i\sqrt{k_0^2 - k_x^2} z_t + i\sqrt{k_0^2 - \alpha^2} z_r)}{\sqrt{k_0^2 - \alpha^2}} \times$$

$$\times \left\{ \iint_S \xi(\mathbf{r}_0) \exp(i(\mathbf{k} - \Lambda)\mathbf{r}_0) d\mathbf{r}_0 \right\} \times \\ \times \exp(-ik_x x_t + i\alpha x_r) dk_x d\alpha.$$

Таким образом, получено основное выражение, позволяющее установить связь через спектральное пространство между измеренным полем  $\Psi_S(x_r, x_t)$  и функцией  $\xi(\mathbf{r}_0)$ , характеризующей рассеиватели. Если выполнить его двумерное Фурье-

преобразование по отношению к  $x_r$  и  $x_t$ , то получим выражение

$$\tilde{\Psi}_S(\alpha, k_x) = A_t(k_x) \frac{\exp(i\sqrt{k_0^2 - k_x^2} z_t + i\sqrt{k_0^2 - \alpha^2} z_r)}{\sqrt{k_0^2 - \alpha^2}} \times \\ \times \left\{ \iint_S \xi(\mathbf{r}_0) \exp(i(\mathbf{k} - \Lambda)\mathbf{r}_0) d\mathbf{r}_0 \right\},$$

где

$$\tilde{\Psi}_S(\alpha, k_x) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_S(x_r, -x_t) \exp(-ik_x x_t - i\alpha x_r) dx_r dx_t.$$

Таким образом, алгоритм получения изображения рассеивателей состоит из следующих шагов.

1. Сначала измеряется рассеянное поле  $\Psi_S(x_r, x_t)$  в режиме двойного сканирования.

2. Затем находится его двумерный спектр  $\tilde{\Psi}_S(\alpha, k_x)$ .

3. После этого функция  $\tilde{\Psi}_S(\alpha, k_x)$  делится на  $A_t(k_x) \frac{\exp(i\sqrt{k_0^2 - k_x^2} z_t + i\sqrt{k_0^2 - \alpha^2} z_r)}{\sqrt{k_0^2 - \alpha^2}}$  для коррекции

фазовых соотношений. Хотелось отметить, что функция  $A_t(k_x)$  идентична эталонной голограмме, методика применения и измерения которой рассмотрена в статье [12]. Если не ставить перед собой цель дополнительного повышения разрешающей способности, то можно считать  $A_t(k_x) = 1$ . В практике ультразвукового неразрушающего контроля характерным считается случай, когда линия излучения и линия регистрации рассеянного поля совпадают  $x_r = x_t = d$ .

4. Проецирование в спектральном пространстве происходит так же, как и в схеме, когда линия приема рассеянного поля фиксирована, а плоская падающая волна озвучивает рассеивающую область с разных углов. На рис. 2 и 3 серым цветом показаны области спектрального пространства, информацию о которых можно получить при использовании идеальных точечных преобразователей в режиме “на просвет” (рис. 2) и “на отражение” (рис. 3). Видно, что использование даже одной частоты облучения позволяет получить информацию о спектре функции  $\xi(\mathbf{r}_0)$  в довольно большой области и, следовательно, получить изображение достаточно высокого качества. Применение многочастотного варианта метода двойного сканирования позволяет значительно увеличить область пространственных частот, где известен спектр функции  $\xi(\mathbf{r}_0)$ , и значительно повысить качество восстановленного изображения рассеивателей.

Численный эксперимент и восстановление изображения дефектов в режиме двойного сканирования проводился с помощью программного