

ИВАНО-ФРАНКОВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧЕСКИЙ  
УНІВЕРСИТЕТ НЕФТИ І ГАЗА

На правах рукописи

Луценко Геннадий Геннадьевич

УДК 620.179

УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ СРЕДСТВ И МЕТОДОВ АКУСТИЧЕСКОГО  
КОНТРОЛЯ МЕТАЛЛОКОНСТРУКЦИЙ.

ПРИЛОЖЕНИЯ

Специальность 05.11.13 – «Приборы и методы контроля и определения  
состава веществ»

Диссертация на соискание научной степени  
кандидата технических наук

Научный руководитель  
Карпаш Олег Михайлович,  
доктор технических наук,  
профессор

Ивано-Франковск - 2005

*258*

## Приложение А.

**Сравнительные данные дефектоскопов индивидуального  
использования.**

В таблице А.1 приведены данные 4-х типичных современных дефектоскопов индивидуального пользования.

Таблица А.1.

	УД2-70	ПЕЛЕНГ УД2-102	ЕРОСН 4	USN 52R
Максимальная глубина прозвучивания	5 м	17 м	10 м	5 м
Диапазон рабочих частот	0.4-10 МГц	0,1 - 10 МГц	0.1-25 МГц	0.4-10 МГц
Диапазон регулировки усиления	100 дБ	80 дБ	110 дБ	110 дБ
Дисплей: размер/разрешение	114x86мм/ 320x240	110x60мм/ 240x128	120x90мм /320x240	146x67мм/ 292x128
Организация памяти	100 настроек на контроль+ 100 протоколов А-развертки+ 2800 значений глубиномера	300 настроек на контроль или 160 протоколов с А-разверткой или 25 протоколов с В-разверткой	9 настроек на контроль+500 протоколов с А-разверткой или 10000 значений глубиномера	140 настроек на контроль или протоколов с А-разверткой + 2500 значений глубиномера
ВРЧ	Диапазон 60 дБ, по 10-64 точкам, в пределах экрана (любой закон)	Диапазон 60 дБ; ручная (8 регулировок) или автоматическая (расчетная) ВРЧ;	Устанавливается по требованию заказчика	Диапазон 40 дБ; 9 точек
Встроенные программы для контроля различных изделий (СПЕЦ. МЕНЮ)	есть	есть	нет	нет
Габариты, мм	245x145x75	190x270x60	165x280x65	250x133x146
Вес, кг	3,0	2,15	2,6	2,7
Автоматическая настройка ВРЧ по АРД-диаграмме	есть	есть	нет	есть

Возможность построения на экране АРД кривой	есть	нет	нет	есть
---	------	-----	-----	------

*Продолжение Таблицы А.1*

Измерение эквивалентной площади (диаметра) обнаруженного дефекта.	Есть в автоматическом режиме	Для дальней зоны	+	Измеряется амплитуда сигнала относительно выведенной АРД-кривой
Типы датчиков, с которыми позволяет работать система использования АРД-диаграмм	Прямые совмещенные ПЭП продольной волны. Наклонные совмещенные ПЭП поперечной волны с частотами от 1,62 до 5,5 МГц и углами ввода от 38° до 76°.		Программа DGS/AVG, позволяет создавать АРД-диаграммы практически для любых ПЭП	

## Приложение Б.

## Вывод соотношений для расчёта полей излучения прямых ПЭП

## Б.1. Вывод формул для расчёта смещений в поле распределённого источника

Проекция смещения в плоской волне  $PV$ , удовлетворяющие условию  $rot \mathbf{u}_l = 0$ , имеют такой вид:

$$\begin{aligned} u_l &= \frac{-i\alpha}{k_l} A_l \exp(-\gamma_l z) \exp(i(\alpha x + \beta y)); \\ v_l &= \frac{-i\beta}{k_l} A_l \exp(-\gamma_l z) \exp(i(\alpha x + \beta y)); \\ w_l &= \frac{\gamma_l}{k_l} A_l \exp(-\gamma_l z) \exp(i(\alpha x + \beta y)); \end{aligned} \quad (B1.1)$$

проекция волны  $SV$  (удовлетворяющие условию  $div \mathbf{u}_s = 0$ ):

$$\begin{aligned} u_s &= \frac{\alpha \gamma_s}{\kappa k_s} A_s \exp(-\gamma_s z) \exp(i(\alpha x + \beta y)); \\ v_s &= \frac{\beta \gamma_s}{\kappa k_s} A_s \exp(-\gamma_s z) \exp(i(\alpha x + \beta y)); \\ w_s &= \frac{i\kappa}{k_s} A_s \exp(-\gamma_s z) \exp(i(\alpha x + \beta y)); \end{aligned} \quad (B1.2)$$

проекция волны  $SH$ :

$$\begin{aligned} u_{SH} &= \frac{-\beta}{\kappa} A_{SH} \exp(-\gamma_s z) \exp(i(\alpha x + \beta y)); \\ v_{SH} &= \frac{\alpha}{\kappa} A_{SH} \exp(-\gamma_s z) \exp(i(\alpha x + \beta y)); \\ w_{SH} &= 0 \end{aligned} \quad (B1.3)$$

где  $\gamma_l = \sqrt{\kappa^2 - k_l^2}$   $k_l = \omega/c_l$  и  $\gamma_s = \sqrt{\kappa^2 - k_s^2}$   $k_s = \omega/c_s$ .

В системе координат, согласованной с фронтом пространственной гармонике, горизонтальные и вертикальные проекции вектора смещений в плоских волнах, соответствующих этой гармонике, определяются такими формулами:

- для суммы волн  $PV$  и  $SV$

$$u_{x'} = \left( \frac{-i\kappa}{k_l} A_l \exp(-\gamma_l z) + \frac{\gamma_s}{k_s} A_s \exp(-\gamma_s z) \right) \exp(i\kappa x');$$

$$u_z = \left( \frac{\gamma_l}{k_l} A_l \exp(-\gamma_l z) + \frac{i\kappa}{k_s} A_s \exp(-\gamma_s z) \right) \exp(i\kappa x');$$

$$u_{y'} = 0;$$

- для волны *SH*

$$u_{y'} = A_{SH} \exp(-\gamma_s z) \exp(i\kappa x'); \quad u_{x'} = u_z = 0.$$

Амплитудные множители  $A'_l \equiv A_l/k_l$ ,  $A'_s \equiv A_s/k_s$  для волн *PV* и *SV* можно найти с помощью граничных условий, применяемых к каждой из пространственных гармоник в отдельности:

$$\sigma_{zz} = \left( (\lambda + 2\mu) \frac{\partial u_z}{\partial z} + \lambda \frac{\partial u_{x'}}{\partial x'} \right)_{z=0} = S_n(\alpha, \beta)$$

$$\sigma_{zx'} = \mu \left( \frac{\partial u_{x'}}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x'} \right)_{z=0} = S_\tau(\alpha, \beta)$$

или

$$\left( \xi^{-2} \frac{\partial u_z}{\partial z} + (\xi^{-2} - 2) \frac{\partial u_{x'}}{\partial x'} \right)_{z=0} = \frac{1}{\mu} S_n(\alpha, \beta)$$

$$\left( \frac{\partial u_{x'}}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x'} \right)_{z=0} = \frac{1}{\mu} S_\tau(\alpha, \beta)$$

После подстановки получаем:

$$\begin{cases} qA'_l + 2i\kappa\gamma_s A'_s = S_n/\mu \\ 2i\kappa\gamma_l A'_l + qA'_s = S_\tau/\mu \end{cases},$$

где

$$q = k_s^2 - 2\kappa^2.$$

Определитель этой системы:

$$D = q^2 - 4\kappa^2\gamma_s\gamma_l.$$

Решая систему уравнений, находим:

$$A'_l = \frac{1}{\mu D} (S_n q - S_\tau 2i\kappa\gamma_s) \tag{Б1.4}$$

$$A'_s = \frac{1}{\mu D} (S_{\tau} q - S_n 2i\kappa\gamma_l) \quad (\text{Б1.5})$$

Введём обозначения:

$$\begin{aligned} F_{nl}(\kappa) &= (k_s^2 - 2\kappa^2)/D; F_{\tau l}(\kappa) = 2i\kappa\gamma_s/D; \mathbf{F}_l = \{F_{nl}; F_{\tau l}\}; \\ F_{ns}(\kappa) &= -2i\kappa\gamma_l/D; F_{\tau s}(\kappa) = (k_s^2 - 2\kappa^2)/D; \mathbf{F}_s = \{F_{ns}; F_{\tau s}\} \\ \mathbf{S} = \{S_n \ S_{\tau}\} &= \{S_{zz} (S_{zx}\alpha + S_{zy}\beta)/\kappa\} \end{aligned} \quad (\text{Б1.6})$$

Используя эти обозначения, получим формулы (2.2.4 – 2.2.7).

Обратимся к сдвиговой волне  $SH$ . В системе координат, согласованной с фронтом пространственной гармоники, этой волне соответствует только лишь одна компонента касательного напряжения (вдоль оси  $y'$ ), значение комплексной амплитуды которой границе среды совпадает с  $S_{\tau 2}$ :

$$-\mu\gamma_s A_{SH} = S_{\tau 2}$$

Отсюда находим:

$$A_{SH} = \frac{1}{\mu\gamma_s} (-S_{zx}\beta + S_{zy}\alpha)/\kappa$$

и, в конечном итоге, формулы для проекций вектора смещений в волне  $SH$  (см. 2.2.8).

## Б.2. Вывод точных и асимптотических формул для случая круглой апертуры с равномерным распределением

В этом случае

$$S_{zz}(\alpha, \beta) = S_n(\kappa); S_{\tau 1}(\alpha, \beta) = (S_{zx}(\kappa)\alpha + S_{zy}(\kappa)\beta)/\kappa; S_{\tau 2} = (-S_{zx}(\kappa)\beta + S_{zy}(\kappa)\alpha)/\kappa$$

При равномерном распределении нормальных или касательных напряжений на площади круга пространственные спектры  $S_n(\kappa), S_{zx}(\kappa), S_{zy}(\kappa)$  (как двумерные преобразования Фурье от этих распределений) пропорциональны:

$$S(\kappa) = a \frac{J_1(\kappa a)}{\kappa a}, \text{ где } a \text{ - радиус апертуры.} \quad (\text{Б2.1})$$

Тогда:

$$S_{zz} = B_{zz} S(\kappa); S_{\tau 1} = S(\kappa) (B_{zx}\alpha + B_{zy}\beta) \kappa; S_{\tau 2} = S(\kappa) (-B_{zx}\beta + B_{zy}\alpha) \kappa$$

где постоянные множители  $B_{zz}, B_{zx}, B_{zy}$  определяют соотношение между приложенными напряжениями разной ориентации.

В формулах подраздела 2.2 (основного текста) содержатся решения для таких 4-х ситуаций: 1) когда нормальные сторонние напряжения излучают продольные волны; 2) когда сдвиговые напряжения создают сдвиговые волны; 3) когда нормальные напряжения создают сдвиговые волны и 4) сдвиговые напряжения создают продольные волны. Первые две ситуации представляют наибольший интерес при рассмотрении задач излучения ультразвуковых колебаний пьезопреобразователями прямого и наклонного типа. Заметим, что при воздействии как нормальных, так и сдвиговых сторонних напряжений генерируются также поверхностные волны. Хотя роль этих волн в энергетическом балансе существенна (особенно при малых размерах излучателя), мы будем опускать слагаемые, соответствующие волне Релея, так как интерес для нас представляет пространственная структура только объёмных волн (продольных или сдвиговых).

Как показано в Разделе 2, поле смещений продольных волн, создаваемых нормальными напряжениями, определяется следующим выражением:

$$\begin{Bmatrix} u_l \\ v_l \\ w_l \end{Bmatrix} = \frac{1}{\mu} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \begin{Bmatrix} -i\alpha \\ -i\beta \\ \gamma_l \end{Bmatrix} B_{zz} S(\kappa) \frac{q(\kappa^2)}{D(\kappa^2)} \exp(-\gamma_l z) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta \quad (\text{Б2.2})$$

Поле смещений сдвиговых волн с поляризацией в вертикальной плоскости, создаваемых касательными напряжениями, определяется следующим выражением:

$$\begin{Bmatrix} u_s \\ v_s \\ w_s \end{Bmatrix} = \frac{1}{\mu} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \begin{Bmatrix} \alpha\gamma_s \\ \beta\gamma_s \\ i\kappa^2 \end{Bmatrix} S(\kappa) (B_{zx}\alpha + B_{zy}\beta) \frac{q(\kappa^2)}{\kappa^2 D(\kappa^2)} \exp(-\gamma_s z) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta \quad (\text{Б2.3})$$

Поле смещений сдвиговых волн с поляризацией в горизонтальной плоскости, создаваемых касательными напряжениями, определяется следующим выражением:

$$\begin{Bmatrix} u_{SH} \\ v_{SH} \\ w_{SH} \end{Bmatrix} = \frac{1}{\mu} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \begin{Bmatrix} \beta \\ -\alpha \\ 0 \end{Bmatrix} S(\kappa) (B_{zx}\beta - B_{zy}\alpha) \frac{1}{\gamma_s \kappa^2} \exp(-\gamma_s z) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta \quad (\text{B2.4})$$

Можно видеть, что при вычислении смещений с помощью выражений (Б2.1) - (Б2.4) мы встречаемся с интегралами следующих шести видов

$$Q = \frac{1}{\mu} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ 1 \quad -i\alpha \quad -i\beta \quad \frac{\alpha^2}{\kappa^2} \quad \frac{\beta^2}{\kappa^2} \quad \frac{\alpha\beta}{\kappa^2} \right] P(\kappa) \exp(-\gamma z) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta \quad (\text{B2.5})$$

Смысл обозначения  $P(\kappa)$  ясен из сопоставления (Б2.5) с (Б2.2), (Б2.3), (Б2.4).

Заметим, что  $P(\kappa) = P(-\kappa)$ . Первый вид встречается при вычислении проекций вектора смещения частиц на вертикальную ось (ось  $z$ ) в продольной волне, вторые два – при вычислении горизонтальных смещений в продольной волне и вертикального смещения в сдвиговой волне, а последние три – при вычислении горизонтальных смещений в сдвиговой волне.

При интегрировании на плоскости пространственных частот перейдём к полярным координатам ( $\alpha, \beta \rightarrow \kappa, \varphi$ ) по формулам:  $\alpha = \kappa \cos \varphi, \beta = \kappa \sin \varphi$ .

$$Q = \frac{1}{\mu} \int_0^{\infty} P(\kappa) \exp(-\gamma z) \kappa d\kappa \int_0^{2\pi} \begin{bmatrix} 1 \\ -i\kappa \cos \varphi \\ -i\kappa \sin \varphi \\ \cos^2 \varphi \\ \sin^2 \varphi \\ \cos \varphi \sin \varphi \end{bmatrix} \exp(i\kappa(x \cos \varphi + y \sin \varphi)) d\varphi \quad (\text{B2.6})$$

Первый из шести типов внутренних интегралов равен функции Бесселя:

$$J_0(\kappa R) = \int_0^{2\pi} \exp(i\kappa(x \cos \varphi + y \sin \varphi)) d\varphi$$

а остальные получаются дифференцированием под знаком интеграла по  $x$  или  $y$ :



$$Q = \frac{1}{\mu} \int_0^{\infty} P(\kappa) \exp(-\gamma z) \left[ 1 - \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y} - \frac{1}{\kappa^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{\kappa^2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{1}{\kappa^2} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \right] J_0(\kappa R) \kappa d\kappa$$

здесь  $R = \sqrt{x^2 + y^2}$  - расстояние в горизонтальной плоскости.

Осуществляя дифференцирование и учитывая при этом, что:

$$\frac{\partial R}{\partial x} = \frac{x}{R} \quad \frac{\partial R}{\partial y} = \frac{y}{R} \quad \frac{\partial^2 R}{\partial x^2} = \frac{1}{R} \frac{y^2}{R^2} \quad \frac{\partial^2 R}{\partial y^2} = \frac{1}{R} \frac{x^2}{R^2} \quad \frac{\partial^2 R}{\partial x \partial y} = \frac{1}{R} \frac{xy}{R^2}$$

а также, что [95, стр.182]:

$$\frac{\partial J_0(\kappa R)}{\partial R} = -\kappa J_1(\kappa R)$$

$$\frac{\partial J_1(\kappa R)}{\partial R} = \frac{1}{2} \kappa (J_0(\kappa R) - J_2(\kappa R))$$

$$\frac{J_1(\kappa R)}{\kappa R} = \frac{1}{2} (J_0(\kappa R) + J_2(\kappa R))$$

находим:

$$\frac{\partial^2 J_0(\kappa R)}{\partial x^2} = -\frac{1}{2} \kappa^2 \left( J_0(\kappa R) + \frac{(y^2 - x^2)}{R^2} J_2(\kappa R) \right)$$

$$\frac{\partial^2 J_0(\kappa R)}{\partial x \partial y} = \kappa^2 \frac{xy}{R^2} J_2(\kappa R)$$

$$\frac{\partial^2 J_0(\kappa R)}{\partial y^2} = -\frac{1}{2} \kappa^2 \left( J_0(\kappa R) + \frac{(x^2 - y^2)}{R^2} J_2(\kappa R) \right)$$

После подстановок получим следующие интегральные представления. Для краткости обозначим:

$$M(\kappa) = S(\kappa) \frac{q(\kappa^2)}{D(\kappa^2)} \quad (\text{Б2.6})$$

Для продольной волны, излучаемой под действием нормальных напряжений, получаем:

$$u_l = \frac{B_{zz}}{\mu} \frac{x}{R} \int_0^{\infty} M(\kappa) \exp(-\gamma_l z) J_1(\kappa R) \kappa^2 d\kappa \quad (\text{Б2.7})$$

$$v_l = \frac{B_{zz}}{\mu} \frac{y}{R} \int_0^{\infty} M(\kappa) \exp(-\gamma_l z) J_1(\kappa R) \kappa^2 d\kappa \quad (\text{Б2.8})$$

$$w_l = \frac{B_{zz}}{\mu} \int_0^{\infty} M(\kappa) \gamma_l \exp(-\gamma_l z) J_0(\kappa R) \kappa d\kappa \quad (\text{Б2.9})$$

Для сдвиговой волны с поляризацией в вертикальной плоскости, излучаемой под действием касательных напряжений, находим:

$$u_s = \frac{B_{zx}}{2} \left[ \int_0^{\infty} M(\kappa) \gamma_s \exp(-\gamma_s z) J_0(\kappa R) \kappa d\kappa + \frac{y^2 - x^2}{R^2} \int_0^{\infty} M(\kappa) \gamma_s \exp(-\gamma_s z) J_2(\kappa R) \kappa d\kappa \right] - B_{zy} \left[ \frac{xy}{R^2} \int_0^{\infty} M(\kappa) \gamma_s \exp(-\gamma_s z) J_2(\kappa R) \kappa d\kappa \right] \quad (\text{Б2.10})$$

$$v_s = \frac{B_{zy}}{2} \left[ \int_0^{\infty} M(\kappa) \gamma_s \exp(-\gamma_s z) J_0(\kappa R) \kappa d\kappa + \frac{x^2 - y^2}{R^2} \int_0^{\infty} M(\kappa) \gamma_s \exp(-\gamma_s z) J_2(\kappa R) \kappa d\kappa \right] - B_{zx} \left[ \frac{xy}{R^2} \int_0^{\infty} M(\kappa) \gamma_s \exp(-\gamma_s z) J_2(\kappa R) \kappa d\kappa \right] \quad (\text{Б2.11})$$

$$w_s = \left( B_{zx} \frac{x}{R} + B_{zy} \frac{y}{R} \right) \int_0^{\infty} M(\kappa) \exp(-\gamma_s z) J_1(\kappa R) \kappa^2 d\kappa \quad (\text{Б2.12})$$

Для сдвиговой волны с поляризацией в горизонтальной плоскости, излучаемой под действием касательных напряжений, находим:

$$u_{SH} = \frac{B_{zx}}{2} \left[ \int_0^{\infty} \frac{S(\kappa)}{\gamma_s} \exp(-\gamma_s z) J_0(\kappa R) \kappa d\kappa + \frac{x^2 - y^2}{R^2} \int_0^{\infty} \frac{S(\kappa)}{\gamma_s} \exp(-\gamma_s z) J_2(\kappa R) \kappa d\kappa \right] + B_{zy} \left[ \frac{xy}{R^2} \int_0^{\infty} \frac{S(\kappa)}{\gamma_s} \exp(-\gamma_s z) J_2(\kappa R) \kappa d\kappa \right] \quad (\text{Б2.13})$$

$$v_{SH} = \frac{B_{zy}}{2} \left[ \int_0^{\infty} \frac{S(\kappa)}{\gamma_s} \exp(-\gamma_s z) J_0(\kappa R) \kappa d\kappa + \frac{y^2 - x^2}{R^2} \int_0^{\infty} \frac{S(\kappa)}{\gamma_s} \exp(-\gamma_s z) J_2(\kappa R) \kappa d\kappa \right] + B_{zx} \left[ \frac{xy}{R^2} \int_0^{\infty} \frac{S(\kappa)}{\gamma_s} \exp(-\gamma_s z) J_2(\kappa R) \kappa d\kappa \right] \quad (\text{Б2.14})$$

$$w_{SH} = 0$$

258

Перейдём к выводу формул, пригодных для дальнейшей зоны. Они могут быть получены из предыдущих соотношений с помощью известных методов асимптотического вычисления интегралов (метод перевала [100]). Формулы, относящиеся к излучению продольной волны, широко известны. Выражениям, соответствующим излучению сдвиговых волн, уделялось меньшее внимание.

Типичная форма интеграла, с которым нам приходится иметь дело при вычислениях по формулам (2.2.7-14), такова:

$$h(R, z) = \int_0^{\infty} f(\kappa) \exp(-\gamma z) J_n(\kappa R) d\kappa \quad (\text{Б2.15})$$

Предварительно следует распространить пределы интегрирования по пространственной частоте  $\kappa$  на всю вещественную ось. Для этого следует воспользоваться соотношениями обхода [99, стр.183], которое можно переписать в такой форме:

$$\cos(n\pi) H_n^{(1)}(z) - H_n^{(1)}(-z) = \cos(n\pi) H_n^{(1)}(z) + \exp(-in\pi) H_n^{(2)}(z)$$

или

$$(-1)^n H_n^{(1)}(z) - H_n^{(1)}(-z) = (-1)^n (H_n^{(1)}(z) + H_n^{(2)}(z)) = (-1)^n 2J_n(z)$$

$$H_n^{(1)}(z) - (-1)^n H_n^{(1)}(-z) = 2J_n(z) \quad (\text{Б2.16})$$

После подстановки (2.2.42) в (2.2.41) получаем:

$$\begin{aligned} u(R, z) &= \frac{1}{2} \left[ \int_0^{\infty} f(\kappa) \exp(-\gamma z) H_n^{(1)}(\kappa R) d\kappa - (-1)^n \int_0^{\infty} f(\kappa) \exp(-\gamma z) H_n^{(1)}(-\kappa R) d\kappa \right] = \\ &= \frac{1}{2} \left[ \int_0^{\infty} f(\kappa) \exp(-\gamma z) H_n^{(1)}(\kappa R) d\kappa - (-1)^n \int_{-\infty}^0 f(-\kappa) \exp(-\gamma z) H_n^{(1)}(\kappa R) d\kappa \right] \end{aligned}$$

Если  $f(-\kappa) = f(\kappa)$ , то для всех нечётных значений  $n$ , получаем:

$$h(R, z) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\kappa) \exp(-\gamma z) H_n^{(1)}(\kappa R) d\kappa \quad (\text{Б2.17})$$

Если же  $f(-\kappa) = -f(\kappa)$ , то такое же выражение получаем для всех чётных значений  $n$ .

При  $kr = k\sqrt{z^2 + R^2} \gg 1$  и  $r \gg a$  этот интеграл вычисляется методом перевала. Техника этого вычисления детально описана и обоснована в монографии [98] применительно к задаче отражения сферической волны на границе раздела двух жидких сред (для  $n = 0$ ). Однако и для  $n > 0$  техника вычислений не изменяется. Мы воспользуемся методами, подробно изложенными в цитированной монографии, приводя здесь последовательность расчётов в краткой форме. Выполним замену переменной  $\kappa = k \sin \theta$  (где  $k = k_l$  или  $k = k_s$ ). При этом  $\gamma = ik \cos \theta$ . Для больших значений  $kr$  заменим функцию Ханкеля асимптотической формулой:

$$H_n^{(1)}(\kappa R) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi \kappa R}} \exp(-in\pi/2 - i\pi/4) \exp(i\kappa R)$$

Тогда:

$$h(R, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi k R}} \exp(-in\pi/2 - i\pi/4) \int_{\Gamma} f(k \sin \theta) \exp(ik(z \cos \theta + R \sin \theta)) \frac{k \cos \theta}{\sqrt{\sin \theta}} d\theta \quad (\text{B2.18})$$

При деформации контура  $\Gamma$  в перевальный будет задет полюс, следствием чего является появление слагаемого, относящегося к волне Релея. Поскольку нас интересуют здесь лишь объёмные волны, то упомянутое слагаемое опускаем.

В точке перевала:  $\cos \theta = z/r$ ,  $\sin \theta = R/r$ . Используем формулу для главного члена асимптотического разложения (при  $kr \rightarrow \infty$ ) для изолированной точки перевала и получаем:

$$\begin{aligned} h(R, z) &\approx \sqrt{\frac{2}{\pi k R}} \sqrt{\frac{2\pi}{kr}} k f(k R/r) \exp(i(kr - n\pi/2 - \pi/4)) \frac{z/r}{\sqrt{R/r}} = \\ &= \frac{2}{r} \frac{z/r}{R/r} f(k R/r) (-i)^n \exp(i(kr - \pi/4)) = A(x, y, z) \exp(i(kr - \pi/4)) \end{aligned} \quad (\text{B2.19})$$

Таким образом, каждый из интегралов описывает волну со сферическим фазовым фронтом, её амплитуда, обозначенная здесь как  $A(x, y, z)$ , может быть найдена из выражений, приведенных выше. Конкретизируем формулы с учётом выражения(18).

$$\int_0^{\infty} M(\kappa) \gamma \exp(-\gamma z) J_0(\kappa R) \kappa d\kappa \approx i \frac{2}{r} \left( \frac{z}{r} \right)^2 k^2 M(kR/r) \exp(i(kr - \pi/4))$$

$$\int_0^{\infty} M(\kappa) \exp(-\gamma z) J_1(\kappa R) \kappa^2 d\kappa \approx -i \frac{2}{r} \frac{z}{r} \frac{R}{r} k^2 M(kR/r) \exp(i(kr - \pi/4))$$

$$\int_0^{\infty} M(\kappa) \gamma \exp(-\gamma z) J_2(\kappa R) \kappa d\kappa \approx -i \frac{2}{r} \left( \frac{z}{r} \right)^2 k^2 M(kR/r) \exp(i(kr - \pi/4))$$

$$\int_0^{\infty} \frac{S(\kappa)}{\gamma} \exp(-\gamma z) J_0(\kappa R) \kappa d\kappa \approx i \frac{2}{r} S(kR/r) \exp(i(kr - \pi/4))$$

$$\int_0^{\infty} \frac{S(\kappa)}{\gamma} \exp(-\gamma z) J_2(\kappa R) \kappa d\kappa \approx -i \frac{2}{r} S(kR/r) \exp(i(kr - \pi/4))$$

С учётом этих выражений смещения частиц среды в дальнем поле излучателей круглой формы имеет следующий вид:

- при возбуждении продольной волны нормальными напряжениями

$$u_l \approx i \frac{B_{zz}}{\mu} \frac{a^2}{r} \frac{z}{r} \frac{R}{r} \frac{x}{R} \frac{2J_1(k_l a R/r)}{k_l a R/r} L_l(R/r) \exp(i(kr - \pi/4)) \quad (\text{Б2.20})$$

$$v_l = i \frac{B_{zz}}{\mu} \frac{a^2}{r} \frac{z}{r} \frac{R}{r} \frac{y}{R} \frac{2J_1(k_l a R/r)}{k_l a R/r} L_l(R/r) \exp(i(kr - \pi/4)) \quad (\text{Б2.21})$$

$$w_l = i \frac{B_{zz}}{\mu} \frac{a^2}{r} \left( \frac{z}{r} \right)^2 \frac{2J_1(k_l a R/r)}{k_l a R/r} L_l(R/r) \exp(i(kr - \pi/4)) \quad (\text{Б2.22})$$

где

$$L_l(R/r) = \frac{1 - 2(R/r)^2}{(1 - 2(R/r)^2)^2 + 4(R/r)^2 (z/r) \sqrt{\xi^{-2} - (R/r)^2}} \quad (\text{Б2.23})$$

$\xi = c_s/c_l$  - отношение скоростей сдвиговых и продольных волн в среде.

- при возбуждении сдвиговой волны с вертикальной поляризацией касательными напряжениями

$$u_s = i \frac{a^2}{r} \left( \frac{z}{r} \right)^2 \frac{2J_1(k_s a R/r)}{k_s a R/r} L_s(R/r) \left( B_{zx} \frac{x^2}{R^2} + B_{zy} \frac{xy}{R^2} \right) \exp(i(k_s r - \pi/4)) \quad (\text{Б2.24})$$

$$v_s = i \frac{a^2}{r} \left( \frac{z}{r} \right)^2 \frac{2J_1(k_s a R/r)}{k_s a R/r} L_s(R/r) \left( B_{zx} \frac{xy}{R^2} + B_{zy} \frac{y^2}{R^2} \right) \exp(i(k_s r - \pi/4)) \quad (\text{Б2.25})$$

$$w_s = -i \frac{a^2}{r} \frac{z}{r} \frac{R}{r} \frac{2J_1(k_s a R/r)}{k_s a R/r} L_s(R/r) \left( B_{zx} \frac{x}{R} + B_{zy} \frac{y}{R} \right) \exp(i(k_s r - \pi/4)) \quad (\text{Б2.26})$$

где

$$L_s(R/r) = \frac{1 - 2(R/r)^2}{(1 - 2(R/r)^2)^2 + 4(R/r)^2 (z/r) \sqrt{\xi^2 - (R/r)^2}} \quad (\text{Б2.27})$$

- при возбуждении сдвиговой волны с горизонтальной поляризацией касательными напряжениями

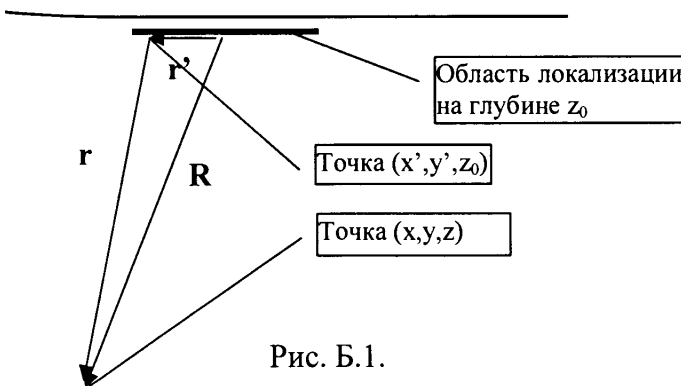
$$u_{SH} = i \frac{a^2}{r} \frac{2J_1(k_s a R/r)}{k_s a R/r} \left( B_{zx} \frac{y^2}{R^2} - B_{zy} \frac{xy}{R^2} \right) \exp(i(k_s r - \pi/4)) \quad (\text{Б2.28})$$

$$v_{SH} = i \frac{a^2}{r} \frac{2J_1(k_s a R/r)}{k_s a R/r} \left( -B_{zx} \frac{xy}{R^2} + B_{zy} \frac{x^2}{R^2} \right) \exp(i(k_s r - \pi/4)) \quad (\text{Б2.29})$$

$$w_{SH} = 0$$

При переходе к пределу  $a \rightarrow 0$  и сохранении величины произведения приложенного напряжения на площадь апертуры приведенные выше формулы описывают объёмные волны, возбуждаемые сосредоточенной силой (нормальной к поверхности или касательной). Если вместо декартовых координат точки среды, применённых здесь при записи формул для смещений в поле упругих волн, использовать сферические координаты с углом  $\varphi$  в горизонтальной плоскости и углом  $\theta$ , отсчитываемым от оси  $z$  в вертикальной плоскости, то в приведенных выше формулах следует заменить  $z/r = \cos \theta$ ,  $R/r = \sin \theta$  и  $x/R = \cos \varphi$ ,  $y/R = \sin \varphi$ .

### Б3. Вывод асимптотических формул для поля в дальней зоне в случае апертуры произвольной формы.



Вспользуемся приближениями типичными для зоны Фраунгофера. Соотношения поясняются рис. Б.1

Видно, что:

$$r = |\mathbf{R} - \mathbf{r}'| = \sqrt{R^2 - 2\mathbf{R}\mathbf{r}' + r'^2} = R \sqrt{1 - \frac{2\mathbf{1}}{l}}$$

где жирным шрифтом обозначены векторы, а обычным шрифтом – их длины. В дальней зоне  $r' \ll R$ . Применяя разложение радикала в степенной ряд и ограничиваясь только первой степенью  $r'/R$ , получим:  $r \approx R - \mathbf{r}'\mathbf{R}/R = R - r'\mathbf{l}$ , где  $\mathbf{l}$  – единичный вектор, направленный из начала координат в точку наблюдения  $(x, y, z)$ . Подставляя найденное приближённое значение  $r$  в формулу (2.2.16), учитывая, что  $kr \gg 1$  и пренебрегая  $r'$  по сравнению с  $R$  в амплитудном множителе формулы (2.2.16), получаем:

$$q_2(x - x', y - y', z - z_0) \approx ik \frac{z}{R} \frac{\exp(ikR)}{R} \exp(-i(k_x x' + k_y y')) \quad (\text{Б3.1})$$

$$\text{где: } R = \sqrt{x^2 + y^2 + (z - z_0)^2}; \quad k_x = k \sin \theta \cos \varphi; \quad k_y = k \sin \theta \sin \varphi$$

$\theta, \varphi$  – углы сферических координат с центром в точке  $(0, 0, z_0)$ . При малых значениях  $z_0$  (например,  $z_0 \approx \lambda$ ) эти углы практически совпадают с углами сферических координат с центром на поверхности материала (тогда  $z/R \approx \cos \theta$ ).

После подстановки (Б3.1) в (2.2.14) получаем:

$$u(x, y, z) \approx ik \frac{z}{R} \frac{\exp(ikR)}{R} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} q_1(x', y', z_0) \exp(-i(k_x x' + k_y y')) dx' dy' \quad (\text{Б3.2})$$

В формуле (Б3.2) пределы интегрирования распространены до бесконечных значений на том основании, что значения функции  $q_1(x', y', z_0)$  вне зоны локализации пренебрежимо малы. Интеграл в (Б3.2) представляет собой преобразование Фурье от  $q_1(x', y', z_0)$  и, следовательно, равен пространственному спектру этой функции  $Q_1$ . Учитывая, что множитель  $\exp(-\gamma z_0)$  «убивает» неоднородные волны (когда  $\gamma$  имеет большую положительную вещественную часть), мы ограничимся только той частью пространственного спектра, которой соответствуют однородные волны. С учётом этого:

- смещения в дальнем поле продольной волны

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} u_l \\ v_l \\ w_l \end{Bmatrix} &= \frac{1}{\mu} ik_l \begin{Bmatrix} -ik_l \sin \theta \cos \varphi \\ -ik_l \sin \theta \sin \varphi \\ ik_l \cos \theta \end{Bmatrix} \cos \theta \frac{\exp(ik_l R)}{R} \times \\ &\times \mathbf{S}(k_l \sin \theta \cos \varphi, k_l \sin \theta \sin \varphi) \tilde{\mathbf{F}}_l(k_l \sin \theta) \exp(-ik_l z \cos \theta) \end{aligned} \quad (\text{Б3.3})$$

- смещения в дальнем поле сдвиговой волны  $SV$

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} u_s \\ v_s \\ w_s \end{Bmatrix} &= \frac{1}{\mu} ik_s \begin{Bmatrix} -ik_s \cos \theta \cos \varphi \\ -ik_s \cos \theta \sin \varphi \\ ik_s \sin \theta_l \end{Bmatrix} \cos \theta \frac{\exp(ik_s R)}{R} \times \\ &\times \mathbf{S}(k_s \sin \theta \cos \varphi, k_s \sin \theta \sin \varphi) \tilde{\mathbf{F}}_s(k_s \sin \theta) \exp(-ik_s z \cos \theta) \end{aligned} \quad (\text{Б3.4})$$

Из этих выражений непосредственно следуют формулы (2.2.17) и (2.2.18) в основном тексте.



## Приложение В.

**Примеры численных расчётов для сопоставления двух моделей,  
аппроксимирующих пьезоэлектрический излучатель.**

Распределение сторонних нормальных напряжений или нормальных смещений на поверхности  $\Sigma$  в расчётах принимается равномерным. Для каждой точки объёма упругой среды (с некоторым шагом) вычисляются 3 компоненты вектора смещений частиц и амплитуда результирующего вектора. При графическом выводе результатов значения амплитуд нормировались к их максимальному значению.

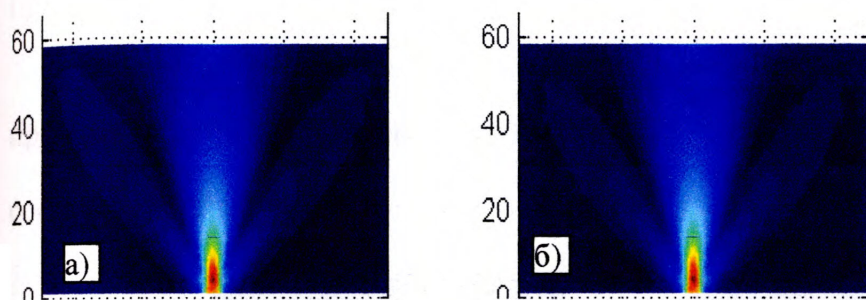


Рис. В.1. Распределение поля в сечении вертикальной плоскостью XZ: а) при заданных напряжениях; б) при заданных перемещениях ( $f = 2.5\text{MHz}$ ,  $L_x = L_y = 5\text{mm}$ ).

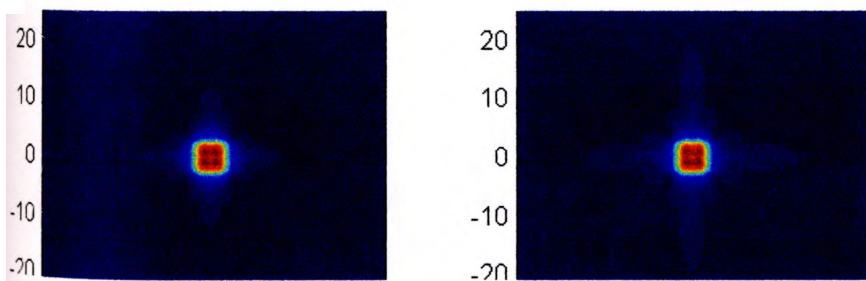


Рис. В.2. Поле в горизонтальном сечении на глубине 1 мм.

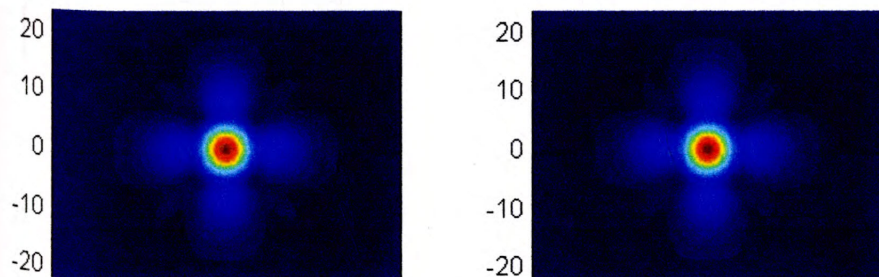


Рис. В.3. Поле в горизонтальном сечении на глубине 10 мм.

На рис. В.1, В.2, В.3 приведены распределения амплитуд смещений для квадратной пластины с волновым размером стороны квадрата  $L_x/\lambda = 2.1$ . На рис. В.4 приведен график изменения амплитуды смещения вдоль вертикальной оси  $Z$  (точкой на верхней кромке графика отмечено расчётное значение размера ближней зоны). Сплошная линия соответствует заданным напряжениям, пунктирная – заданным нормальным смещениям. Сопоставление расчётов, проведенных в рамках двух сравниваемых моделей, указывает на их незначительные отличия. Это подтверждается примерами и других расчётов, один из которых иллюстрируется приведенными ниже графиками.

Результаты расчёта, приведенные ниже, относятся к сильно вытянутой прямоугольной пластинке с размерами  $L_x = 3\text{мм}, L_y = 30\text{мм}$  (волновые размеры, соответственно: 1.25 и 12.5).

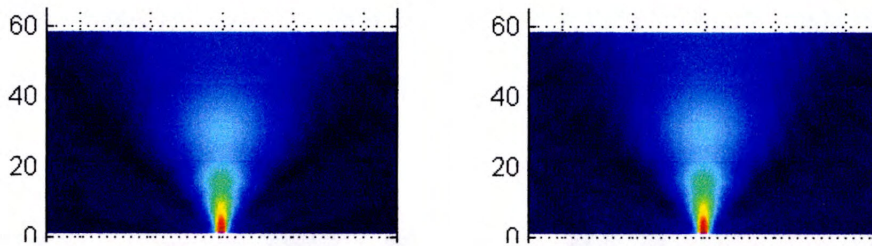


Рис. В.4. Распределение амплитуд в плоскости  $XZ$  (сечение вдоль меньшего размера).

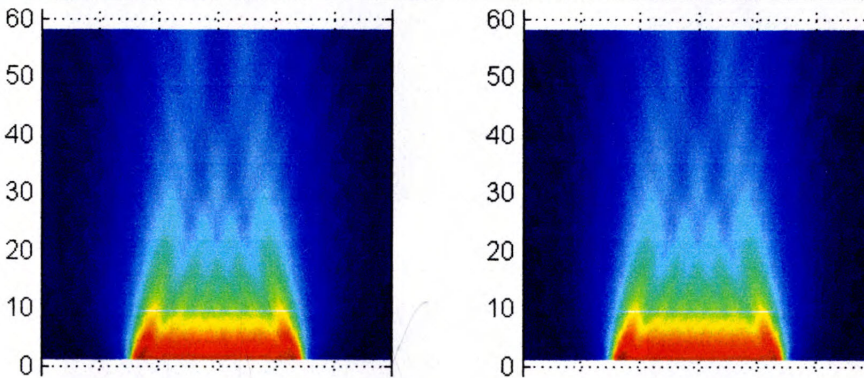


Рис. В.5. Распределение амплитуд в плоскости  $YZ$  (сечение вдоль большего размера).

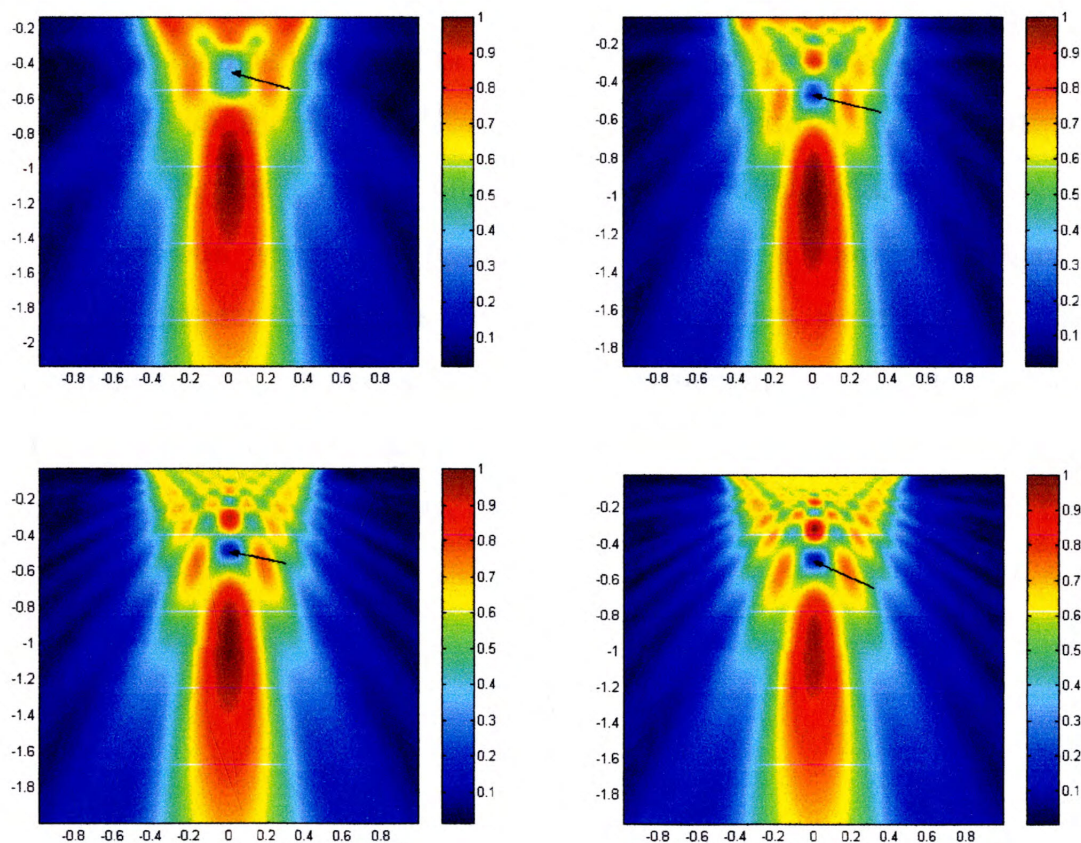
На левых полях рис. В.1-В.6 приведены результаты расчёта в рамках аппроксимации напряжениями, на правых полях – нормальными смещениями.

## Приложение Г.

## Пространственная и временная структура сигналов, излучаемых прямыми ПЭП

Рассмотрим вначале датчик с круглой апертурой при тональном возбуждении. Изменение структуры ближнего поля при увеличении волнового размера датчика иллюстрируются рис. Г.1. На отдельных кадрах рис. Г.1 приведена амплитуда смещения частиц среды (нормированная к максимальному значению) с учётом как осевого, так и горизонтального отклонения от положения равновесия (как модуль вектора смещения). Величина амплитуды передана с помощью цветовой модуляции, значения которой расшифровываются на цветовой шкале (от темно-синего цвета – для минимума до темно-красного – для максимума).

При расчётах использовались следующие параметры: среда – сталь ( $c_l=6000$  м/с,  $c_s=3240$  м/с),  $f_0=5$  МГц,  $D=6,9,12,15,18,21$  мм (волновой размер  $D/\lambda=5,10,15,20,25,30,35$ ). Расчёты производились с шагом 1мм по вертикальной оси  $z$ .



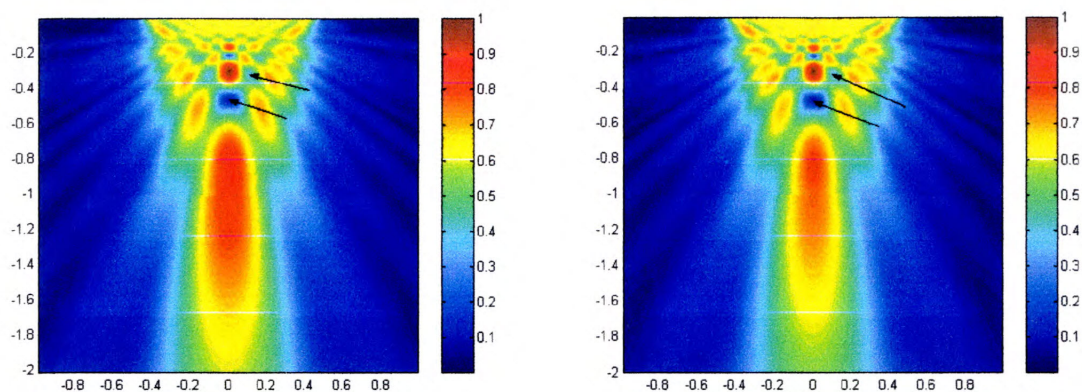


рис. Г.1.

Картины поля в сечении вертикальной плоскостью  $XZ$ , показанные на рис.Г.1, соответствуют различным значениям волнового диаметра из приведенного выше перечня (увеличение: слева направо и сверху вниз). Видно, что по мере увеличения волнового размера апертуры картина ближнего поля усложняется. Верхний левый рисунок соответствует преобразователю 5К6. Здесь следует обратить внимание на зону дифракционного минимума в центральной части ближнего поля. С ростом волнового размера преобразователя количество дифракционных минимумов увеличивается не только вдоль центральной вертикальной оси, но и в горизонтальном направлении. Так на рисунке во втором ряду слева, который соответствует преобразователю 5К12, кроме двух минимумов на центральной оси, существуют минимумы слева и справа от центральной оси. Как уже отмечалось, наличие минимумов угрожает пропуском дефекта в системах автоматического контроля. Если неравномерность по вертикальной оси может быть уменьшена за счёт правильно подобранного закона АРУ, то неравномерность в горизонтальной плоскости таким путём устранить невозможно. Графики изменения амплитуды вдоль центральной оси, соответствующие картинам, показанным на рис. Г.1, приведены на рис. Г.2.

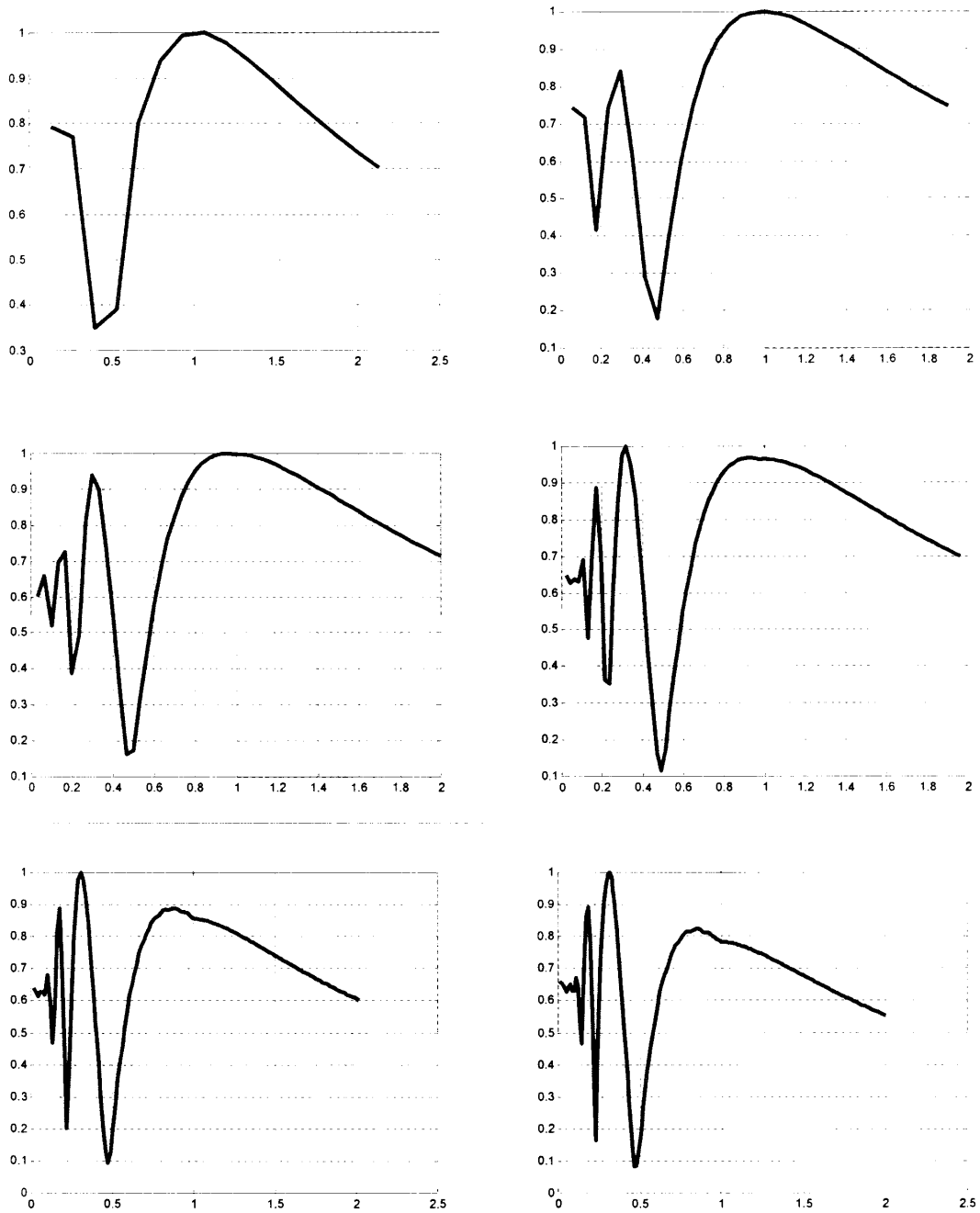
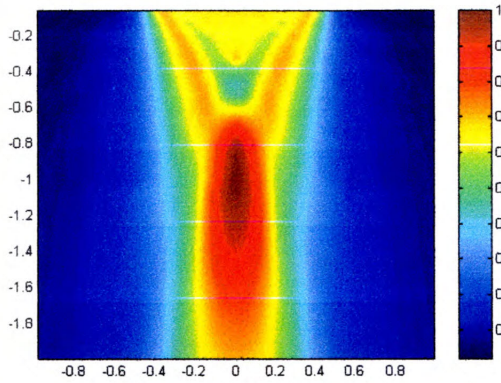
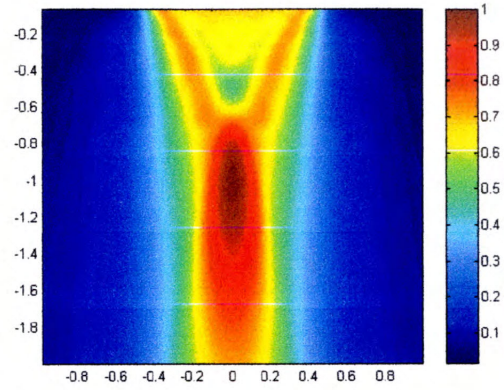


рис. Г.2.

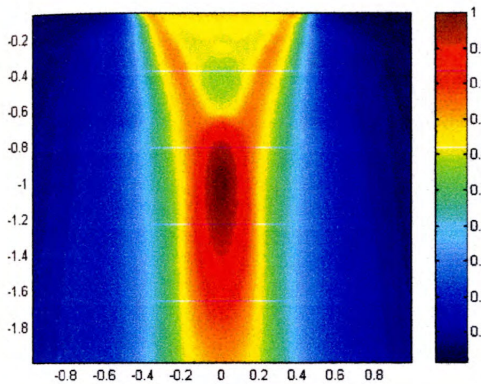
Следует отметить некоторое уменьшение амплитуды в последнем дифракционном максимуме и его смещение по отношению к расчётному расстоянию при больших значениях  $D/\lambda$ , связанное с поглощением звука в пределах ближней зоны.



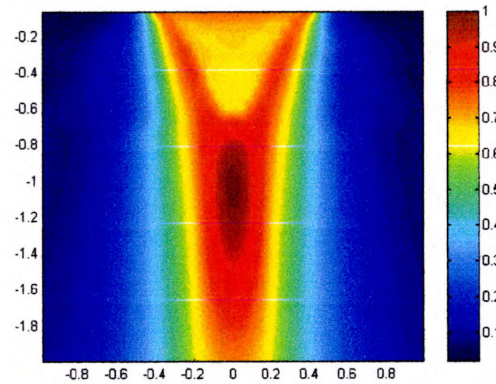
Длительность импульса: 5



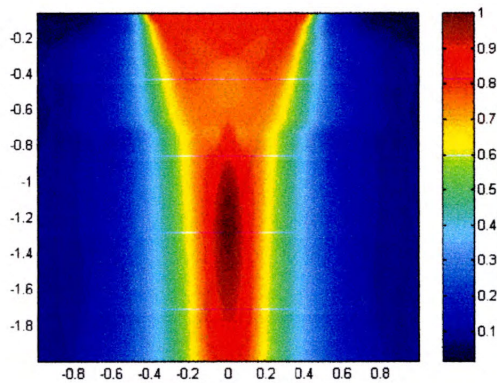
Длительность импульса: 4



Длительность импульса: 3



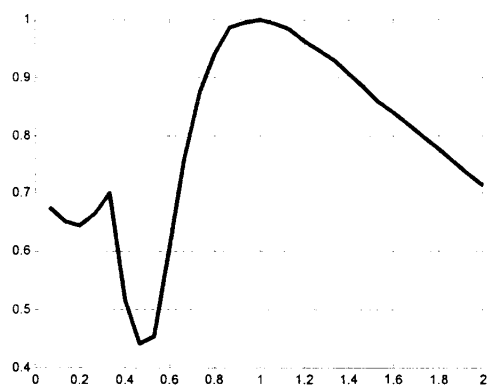
Длительность импульса: 2



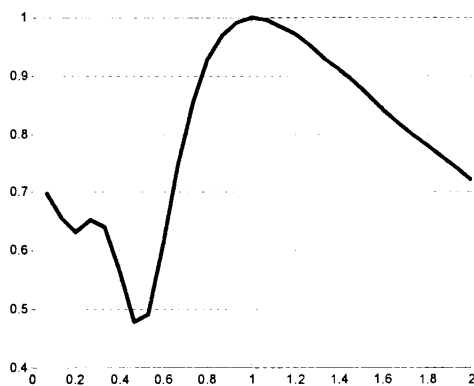
Длительность импульса: 1

Рис. Г.3. Пространственное распределение амплитуд в поле преобразователя 5К12 при различной длительности зондирующего сигнала.

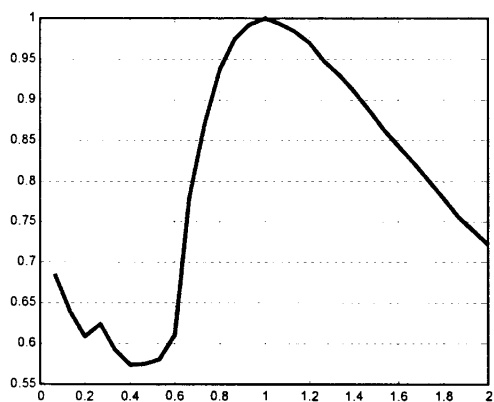
Сравним приведенные на рис. Г.3 пространственные картины поля для преобразователя 5К12 при импульсном излучении с распределением амплитуд при тональном излучении для того же преобразователя (первый рисунок во втором ряду на рис. Г.1).



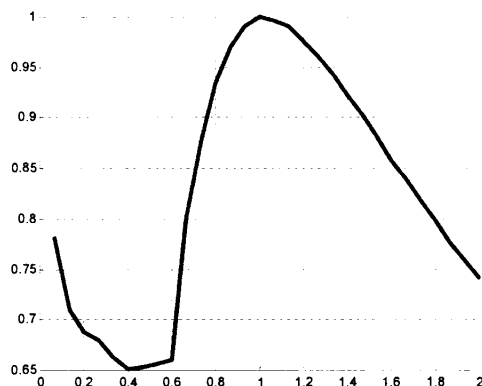
Длительность импульса: 5



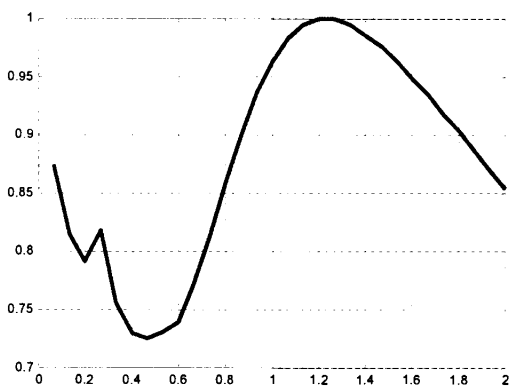
Длительность импульса: 4



Длительность импульса: 3



Длительность импульса: 2



Длительность импульса: 1

Рис. Г.4. Распределение амплитуды сигнала вдоль оси преобразователя 5К12 для импульсов разной длительности.

Существенное сглаживание пространственной структуры поля отмечается уже при длительности сигнала, равной 5 периодам (довольно типичное значение для многих промышленных образцов ПЭП). Однако при этой длительности сохраняется достаточно глубокий интерференционный минимум. В той или иной степени он сохраняется и при дальнейшем уменьшении длительности сигнала. Количественное представление о неравномерности поля на оси преобразователя можно получить из рис. Г.4. Как видим, глубина интерференционного минимума уменьшается при

уменьшении длительности импульса от 0.45 до 0.74 относительно максимального значения.

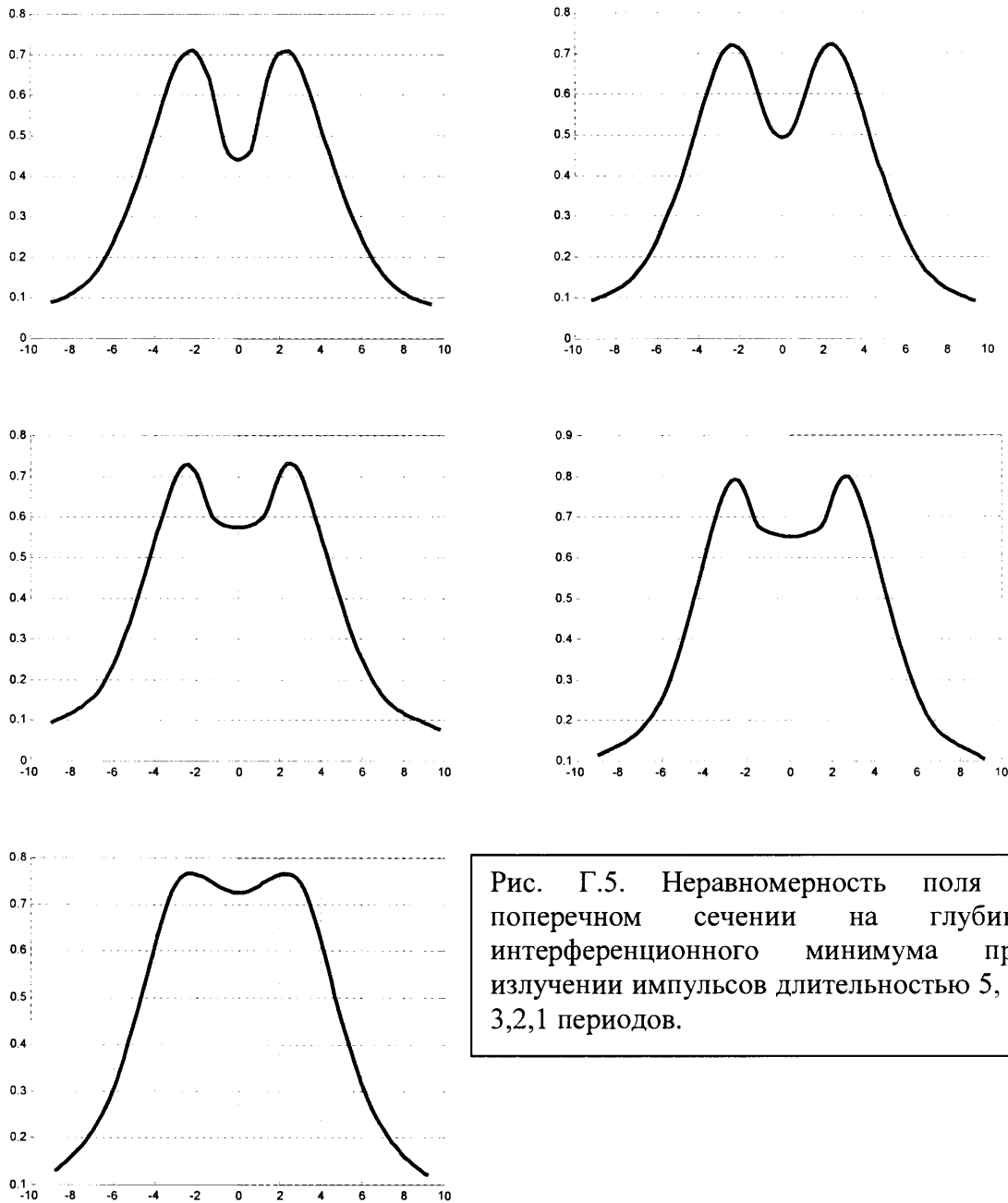


Рис. Г.5. Неравномерность поля в поперечном сечении на глубине интерференционного минимума при излучении импульсов длительностью 5, 4, 3, 2, 1 периодов.

Последствия продольной неравномерности могут быть частично сглажены за счёт применения ВРУ (в режиме приёма). С учётом этого существенным является сглаживание неравномерности в поперечном направлении при уменьшении длительности импульса, показанное на рис. Г.5.



Приведенный ниже рисунок Г.6 иллюстрирует влияние на структуру поля изменения формы апертуры: с круглой на квадратную.

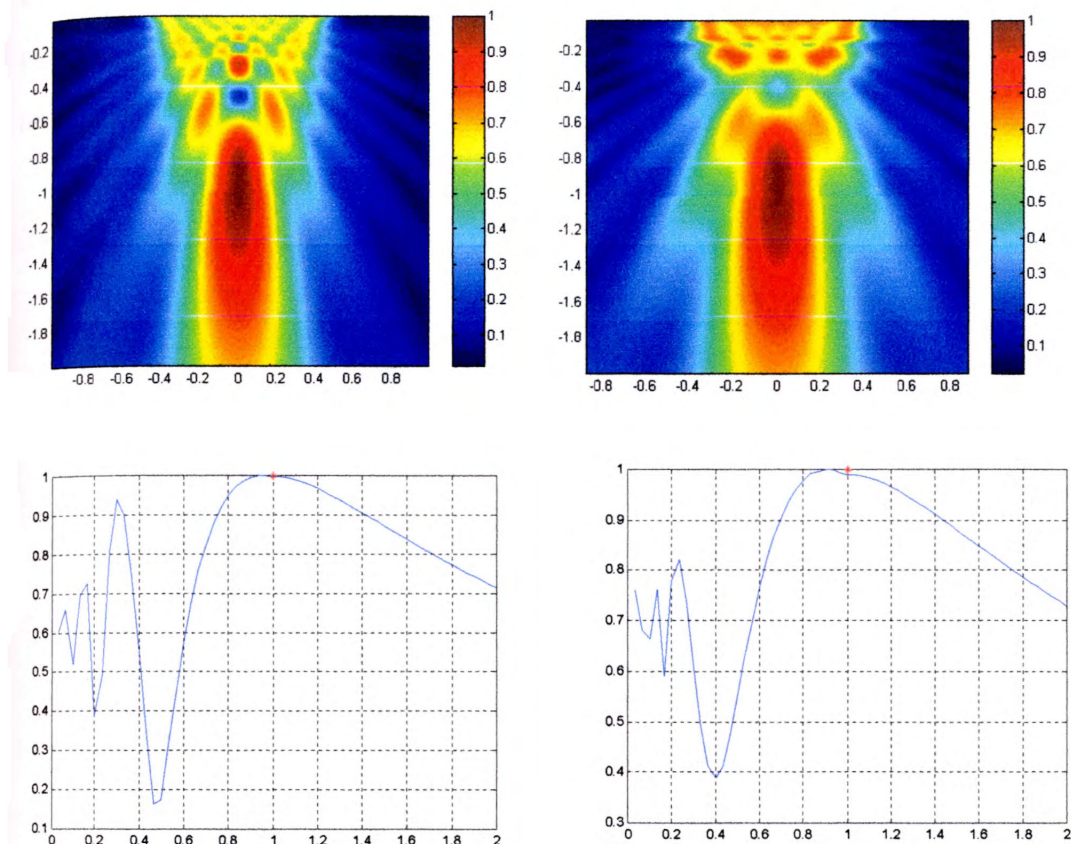


Рис. Г.6. Неравномерность распределения амплитуды в поле круглого преобразователя 5К12 (левый столбец) и преобразователя с равновеликой квадратной апертурой (правый столбец) при тональном излучении.

В заключение этого подраздела рассмотрим на конкретном примере изменение временной формы излучаемого сигнала в зависимости от глубины на оси круглого преобразователя 5К12 (частота 5 МГц, диаметр 12 мм, длительность импульса – 1 период).

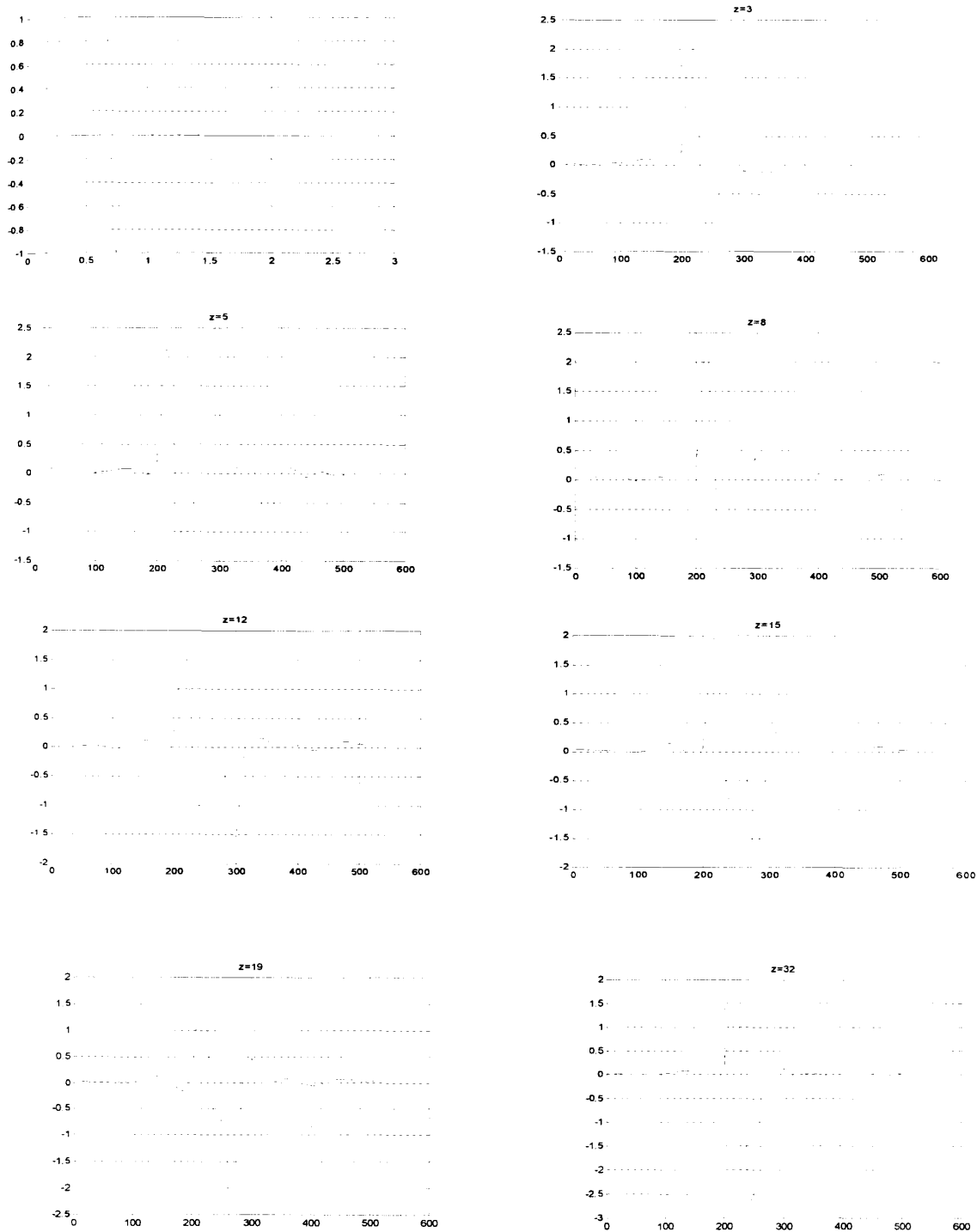


Рис Г.7. Изменение формы сигнала при удалении вдоль оси круглого ПЭП

На верхнем левом кадре рис. Г7 показана форма исходного импульса (амплитуда нормирована к максимальному значению). На всех последующих кадрах показана форма сигнала на оси круглого преобразователя на разных глубинах, значения которых указаны над рисунком в мм (амплитуда ненормирована, по оси абсцисс указаны номера отсчётов по времени, шаг между отсчётами составляет 3.2 нс). На втором кадре в верхнем ряду ( $z=3$  мм) видны два импульса: большой первый импульс и меньший по амплитуде второй, запаздывающий приблизительно на 0.5 мкс. При увеличении расстояния от излучающей поверхности второй импульс увеличивается по амплитуде, приближается к первому, затем накладывается на него, так что результирующая форма может рассматриваться как результат интерференции двух сигналов. Наконец на последнем кадре ( $z=30$  мм) форма сигнала становится достаточно близкой к исходной. Эта эволюция формы сигнала хорошо объясняется с позиций подхода Шоха (см. [25]) и соответствует результатам, полученным в работах [56-58]. Исследование временной структуры сигналов и её связи с законами дифракции не входит в задачу данной работы. Приведенный пример и его соответствие данным, полученным в работах других авторов, может служить свидетельством адекватности применяемых методов расчёта и косвенным подтверждением достоверности расчётов пространственной структуры полей импульсных сигналов.

## Приложение Д.

**Расчёты поля наклонного призматического пьезопреобразователя****Д.1. Прямой расчёт пространственных спектров в задаче о поле наклонного ПЭП.**

Рассмотрим второй вариант расчёта пространственных спектров падающей волны на границе раздела призмы и образца в системе координат образца. Этот вариант представляется менее затратным, так как в нём отсутствует промежуточный этап расчёта пространственных распределений, а связь между спектрами в двух упомянутых системах координат предполагается установить непосредственно с помощью некоторой формулы пересчёта. Однако, такой «перенос» спектров удаётся осуществить ценой определённых ограничений. Во-первых, нам придётся ограничиться только теми компонентами пространственных спектров, которые связаны с однородными волнами (неоднородные волны в спектре излучения пластины в призму выбрасываются). Во-вторых, не удаётся учесть поглощение упругих волн в материале призмы (что легко достигается в первом варианте).

Перепишем правые части выражений (3.2.13), (3.2.14) для пространственных спектров (с учётом (3.2.12)) в следующей общей форме:

$$P(\alpha', \beta', \theta) \exp(i\gamma'z')$$

где  $\gamma'$  в отличие от  $\gamma'_{11}$  определяется такой формулой:

$$\gamma' = \sqrt{k_{11}^2 - \kappa'^2}, \quad \kappa'^2 = \alpha'^2 + \beta'^2; \quad \operatorname{Re}(\gamma') > 0; \quad |\kappa'| \leq k_{11} \quad (\text{Д.1})$$

а обозначение  $P(\alpha', \beta', \theta)$  следует из контекста.

Соотношения (Д.1) ограничивают рассматриваемые пространственные спектры учётом только однородных волн, уходящих вглубь призмы. С учётом этого пространственные распределения смещений и напряжений как двумерные преобразования Фурье имеют такой вид:

$$p(x', y', z') = \iint_{|\kappa'| \leq k_{11}} P(\alpha', \beta', \theta) \exp(i(\alpha'x' + \beta'y' + \gamma'z')) d\alpha' d\beta' \quad (\text{Д.2})$$

Интеграл (Д.2) можно интерпретировать как совокупность математических плоских волн (т.-е. волн с бесконечными фронтами), каждая из которых

распространяется в направлении своего волнового вектора  $\mathbf{k}(\alpha', \beta')$  с проекциями  $\alpha', \beta', \gamma'$  на оси координат, связанные с пластиной. Перейдём в (Д.2) к новой системе координат  $x, y, z$ , смещённой и повернутой относительно  $x', y', z'$  по часовой стрелке на угол  $\theta$  (см. рис 3.2.1). При этом:

$$x' = x \cos \theta - z \sin \theta + x_0; \quad y' = y; \quad z' = x \sin \theta + z \cos \theta + z_0 \quad (\text{Д.3})$$

После подстановки (Д.3) в (Д.2) получим:

$$p(x, y, z) = \iint_{|\kappa'| \leq k_{11}} P(\alpha', \beta', \theta) \exp(i(\alpha'x_0 + \gamma'z_0)) \exp(i(v_x x + \beta' y + v_z z)) d\alpha' d\beta' \quad (\text{Д.4})$$

где для краткости обозначим:

$$v_x = \alpha' \cos \theta + \gamma' \sin \theta; \quad v_z = -\alpha' \sin \theta + \gamma' \cos \theta; \quad (\text{Д.5})$$

Нетрудно видеть, что  $v_x, \beta', v_z$  являются проекциями волновых векторов на оси новой системы координат. Проекции в старой системе координат выражаются через них как:

$$\alpha' = v_x \cos \theta - v_z \sin \theta; \quad \gamma' = v_x \sin \theta + v_z \cos \theta; \quad (\text{Д.5})$$

С этого момента наши действия и предположения расходятся с тем, что изложено в работе [65]. В работе [65] величины  $v_x, \beta'$  приняты в качестве новых переменных интегрирования и пределы интегрирования изменены так, чтобы суммировать только те плоские волны, волновые векторы которых составляют положительные углы с новой координатной плоскостью  $z = 0$  (границей раздела). Такие волны падают на границу раздела сверху вниз. Но в исходном разложении (Д.4) имеются волны, которые уходят от границы и их преломление на границе раздела рассматривать бессмысленно. Поэтому в [65] эти волны просто отбрасываются. Тем самым вносится искажение реального пространственного распределения параметров поля падающей волны на границе раздела, а значит и пространственных спектров, фигурирующих в условиях шивания (3.2.3). Как следует из изложенной выше схемы расчёта, мы не предполагаем рассматривать преломление каждой из плоских волн, используя известные формулы для коэффициентов преломления волн на границе раздела двух упругих сред, а вместо этого используем уравнения (3.2.3), где фигурируют пространственные спектры.

Поэтому здесь не возникает необходимости выбрасывать часть спектральных компонент.

Найдём пространственный спектр  $p(x, y, 0)$  на границе раздела, исходя из:

$$p(x, y, 0) = \iint_{|\kappa'| \leq k_{11}} P(\alpha', \beta', \theta) \exp(i(\alpha'x_0 + \gamma z_0)) \exp(i(\nu_x x + \beta'y)) d\alpha' d\beta' \quad (\text{Д.6})$$

К сожалению, применить двумерное преобразование Фурье непосредственно к выражению (Д.6) нельзя, так как это выражение имеет смысл лишь в пределах призмы (т.-е. при  $x > x_A$ , см. рис. 3.2.1). Однако, как видно из рис.3.2.2, мы не внесём существенных искажений, если доопределим это выражение нулями для всей остальной части плоскости  $x, y$ . Тогда спектр пространственного распределения  $p(x, y, 0)$ , доопределённого нулевыми значениями, будем искать как:

$$P_1(\alpha, \beta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(x, y, 0) \exp(-i(\alpha x + \beta y)) dx dy$$

Подставим сюда выражение (Д.6) и поменяем порядок интегрирования:

$$P_1(\alpha, \beta) = \iint_{|\kappa'| \leq k_{11}} P(\alpha', \beta', \theta) \exp(i(\alpha'x_0 + \gamma z_0)) d\alpha' d\beta' \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i((\nu_x - \alpha)x + (\beta' - \beta)y)) dx dy \quad (\text{Д.7})$$

Внутренний интеграл вычисляется и равен произведению двух  $\delta$ -функций Дирака:

$$\frac{1}{4\pi^2} \delta(\nu_x(\alpha', \beta') - \alpha) \delta(\beta - \beta')$$

Поэтому наружный интеграл вычисляется в явном виде и приводит к некоторой формуле, которая и осуществляет «перенос» пространственных спектров на границу раздела. Рассмотрим эту процедуру более детально. Наличие  $\delta(\beta - \beta')$  приводит к тому, что во всех выражениях можно заменить  $\beta'$  на  $\beta$ . Для интегрирования по  $\alpha'$  с  $\delta$ -функцией со сложным аргументом  $f(\alpha') = \nu_x(\alpha', \beta) - \alpha$  требуются предварительные преобразования. Для каждой конкретной пары значений  $\alpha, \beta$  следует найти такое (или такие) значения  $\alpha'$ , для которых этот аргумент обращается в нуль. Затем во внешнем интеграле выполняется замена переменной

$\alpha' \rightarrow f$ ,  $d\alpha' = \frac{df}{df/d\alpha'}$  и выполняется интегрирование с  $\delta$ -функцией по обычным правилам.

Решим уравнение

$$\alpha' \cos \theta - \alpha + \sin \theta \sqrt{k_{11}^2 - (\alpha'^2 + \beta^2)} = 0 \quad (\text{Д.8})$$

относительно  $\alpha'$ . Тривиальными преобразованиями это уравнение приводится к квадратному, корнями которого являются

$$\alpha'_1 = \alpha \cos \theta - \gamma \sin \theta; \quad \alpha'_2 = \alpha \cos \theta + \gamma \sin \theta \quad (\text{Д.9})$$

$$\text{где } \gamma = \sqrt{k_{11}^2 - (\alpha^2 + \beta^2)}$$

Сравнивая (Д.9) с (Д.5), замечаем, что первый корень соответствует преобразованию проекций волнового вектора при повороте системы координат на угол  $\theta$  по часовой стрелке, а второй (формально) - повороту против часовой стрелки. Возведение в квадрат при преобразовании (Д.8) в квадратное уравнение может быть причиной того, что один из его корней или даже оба являются лишними (т.е. на самом деле не удовлетворяют исходному уравнению (Д.8)). Критерием проверки является дополнительное условие, которое следует из (Д.1). Действительно:

$$\sin \theta = \sqrt{k_{11}^2 - (\alpha'^2 + \beta^2)} > 0$$

Поэтому  $\alpha'_1, \alpha'_2$  только тогда являются корнями уравнения (Д.8), когда

$$\alpha'_{1,2} \cos \theta - \alpha < 0 \text{ или } \alpha'_{1,2} < \alpha / \cos \theta \quad (\text{Д.10})$$

Так как корни уравнения являются (см. Д.9) функциями пространственных частот  $\alpha, \beta$  в системе координат  $x, y$ , то для некоторых пространственных частот оба корня удовлетворяют условию (Д.10), для некоторых – только один из них, а для других – ни один из корней. Области на плоскости пространственных частот, где корни удовлетворяют условию (Д.10), показаны отдельно для каждого корня на рис. Д.1. По осям координат на каждом из этих графиков отложены нормированные к волновому числу  $k_{11}$  пространственные частоты  $\alpha/k_{11}$  (по горизонтали) и  $\beta/k_{11}$  (по вертикали). Цветовая шкала отображает значение корня  $\alpha'_1$  и  $\alpha'_2$ . Области

существования корней на плоскости значений  $\alpha, \beta$  имеют вид сегментов круга  $\alpha^2 + \beta^2 \leq k_{11}^2$ , определяющего те пространственные частоты, которым в призме соответствуют однородные плоские волны в системе координат границы раздела. Для точек  $\alpha, \beta$ , лежащих вне сегмента на левом рисунке, уравнение (Д.8) не имеет корней. Соответственно этому интеграл с  $\delta$ -функцией равен нулю, а значит спектральная амплитуда соответствующих пространственных гармоник равна нулю. Спектральная амплитуда гармоник, соответствующих точкам в общей части сегментов, изображённых на левом и правом поле рис. Д.1, состоит из двух слагаемых, а спектральная амплитуда всех остальных гармоник – только из одного, связанного с корнем  $\alpha'_1$ . Слагаемое, соответствующее  $\alpha'_1$ , отображает вклад только

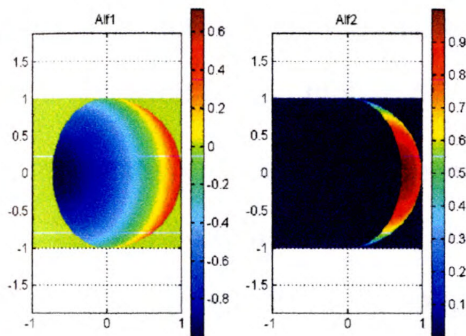


Рис.Д.1. Значения корней уравнения (3.3.27) на плоскости пространственных частот  $\alpha, \beta$ . Угол наклона призмы  $\theta = 44^\circ$ .

тех пространственных частот спектрального разложения в координатах пластины, которым соответствуют плоские волны, падающие на границу раздела сред. Из геометрических соображений ясно, что максимальное значение  $\alpha'$  для таких волн равно  $\cos \theta$  (в данном случае  $\approx 0.7$ ). Слагаемое, соответствующее  $\alpha'_2$ , отображает вклад всех остальных пространственных частот.

Обозначим через  $\Omega$  область на плоскости пространственных частот  $\alpha, \beta$ , для которых  $\alpha^2 + \beta^2 \leq k_{11}^2$ , через  $\Omega_1$  - сегмент, где существует корень  $\alpha'_1$  и  $\Omega_2$  - сегмент, где существует корень  $\alpha'_2$ . Пространственные спектры падающей волны (обозначенные в общей форме через  $P_1(\alpha, \beta)$ ) получают после выполнения интегрирования с  $\delta$ -функцией в формуле (Д.7). Обозначим для краткости:

$$P_{11}(\alpha, \beta) = P(\alpha \cos \theta - \gamma \sin \theta, \beta) \exp(i(\alpha(x_0 \cos \theta + z_0 \sin \theta) + \gamma(-x_0 \sin \theta + z_0 \cos \theta)))$$

$$P_{12}(\alpha, \beta) = P(\alpha \cos \theta + \gamma \sin \theta, \beta) \exp(i(\alpha(x_0 \cos \theta - z_0 \sin \theta) + \gamma(x_0 \sin \theta + z_0 \cos \theta)))$$

(Д.11)



Тогда преобразование пространственного спектра значений поля на границе раздела сред из системы координат, связанной с наклонённой пластиной, к системе, связанной с горизонтальной границей раздела, определяется такими соотношениями.

$$P_1(\alpha, \beta) = \frac{1}{\cos\theta} \begin{cases} P_{11}(\alpha, \beta) + P_{12}(\alpha, \beta) & \alpha, \beta \in \Omega_2 \\ P_{11}(\alpha, \beta) & \alpha, \beta \in \Omega_1 \setminus \Omega_2 \\ 0 & \alpha, \beta \in \Omega \setminus \Omega_1 \end{cases} \quad (\text{Д.12})$$

Алгоритм расчёта поля наклонного излучателя выглядит теперь таким образом. В формулы (3.2.13), (3.2.14) вместо  $\alpha', \beta'$  подставляем их выражения в соответствии с (Д11) и вычисляем спектральные компоненты нормального смещения, нормального и касательных напряжений в поле падающей волны, руководствуясь (Д12). Найденные значения подставляем в (3.2.6), (3.2.7) и используем для расчёта преломлённых волн формулы (3.2.15), (3.2.16).

## Д.2. Результаты численного расчёта поля наклонного ПЭП

На приведенных здесь рисунках указаны размеры прямоугольной пластины и угол ввода ультразвука в образец. Первый из двух размеров соответствует длине наклонённой стороны прямоугольной пластины. На верхнем поле рисунка показана картина поля наклонного преобразователя в сечении плоскостью XZ, а на нижнем – картина поля мнимого источника (его ось на рисунке развёрнута горизонтально, для сопоставления следует представить, что эта ось наклонена под углом ввода). Пунктирная линия на верхнем рисунке соответствует углу ввода.

Материал образца – сталь, параметры призмы из оргстекла:  $c_{l1}=2670$  м/с,  $c_{s1}=1120$  м/с и плотность  $\rho_1=1180$  кг/м<sup>3</sup>.

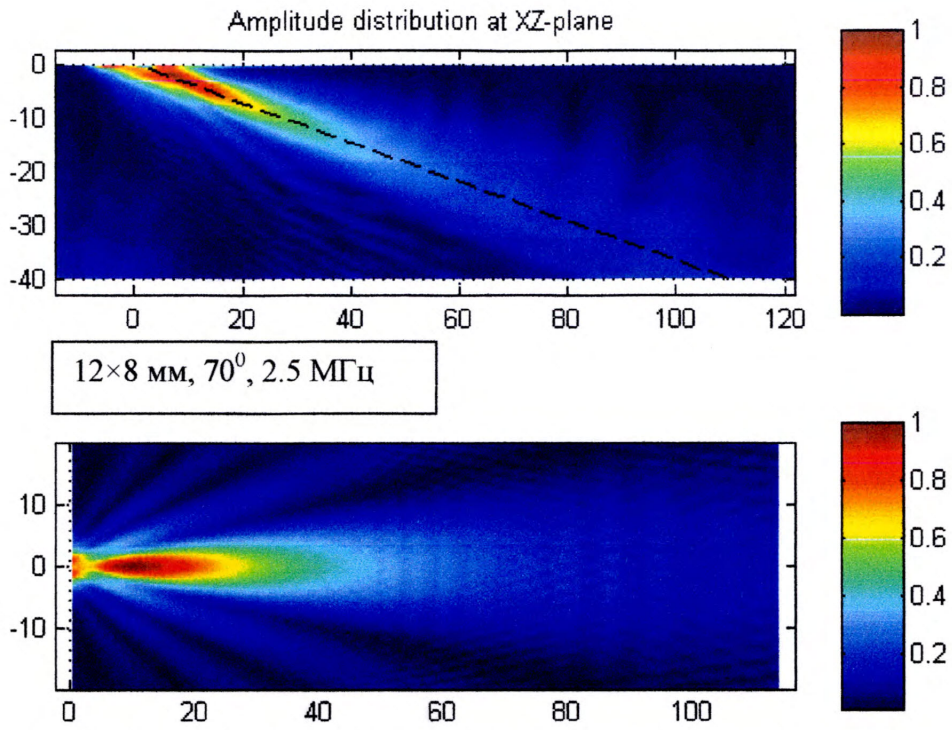


Рис. Д.2. Картины полей наклонного датчика и «мнимого» источника.

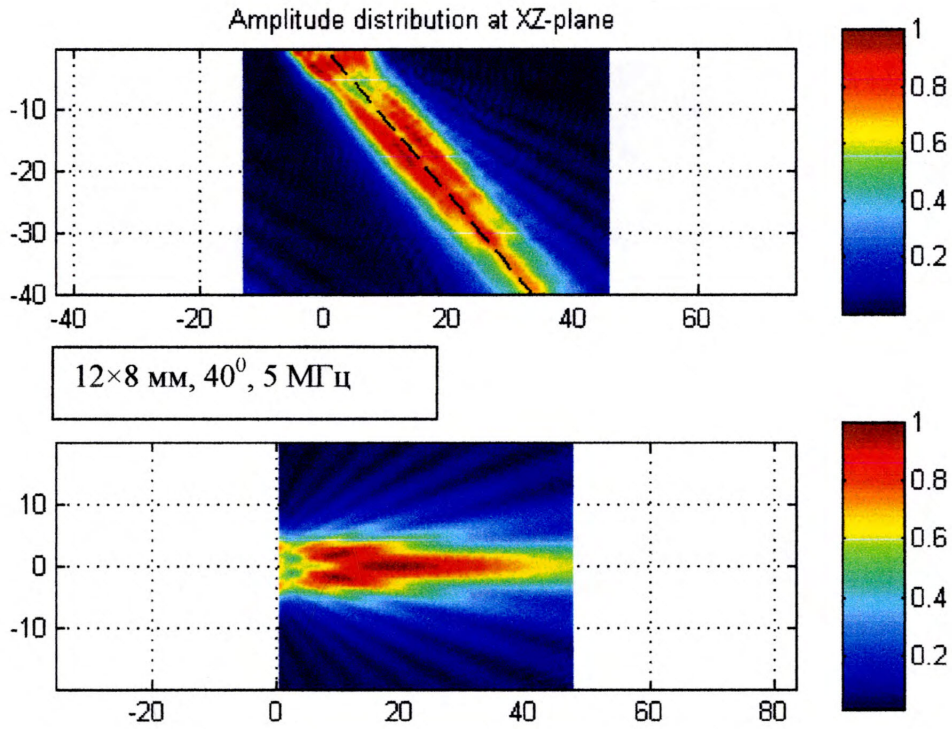


Рис. Д.3. Картины полей наклонного датчика и «мнимого» источника.

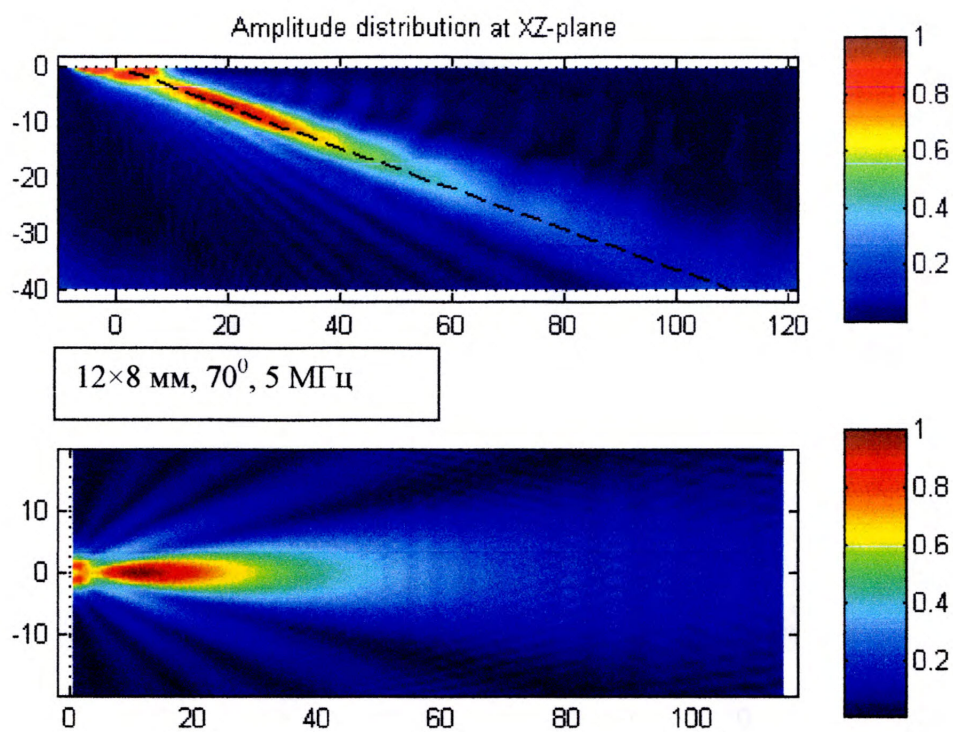


Рис. Д.4. Картины полей наклонного датчика и «мнимого» источника.

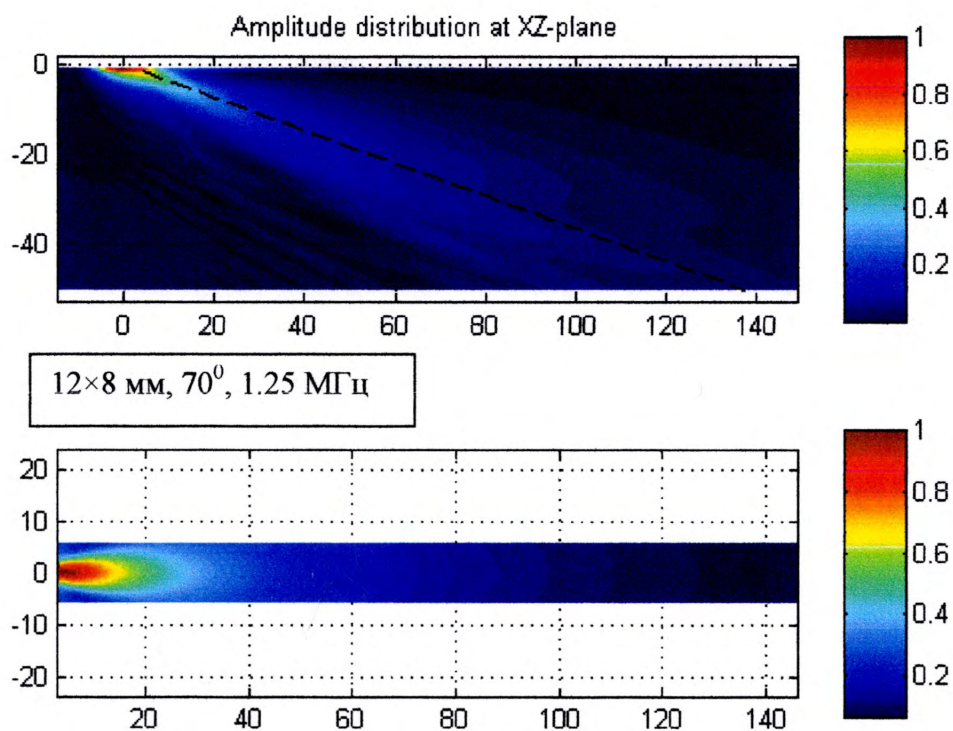


Рис. Д.5. Картины полей наклонного датчика и «мнимого» источника.

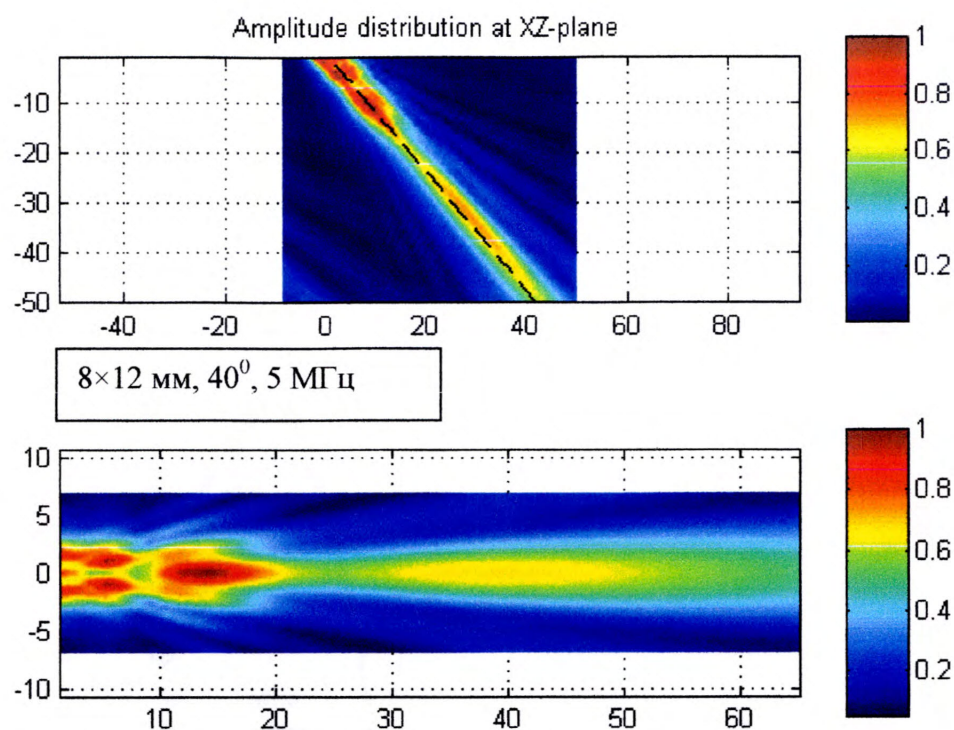


Рис. Д.6. Картины полей наклонного датчика и «мнимого» источника.

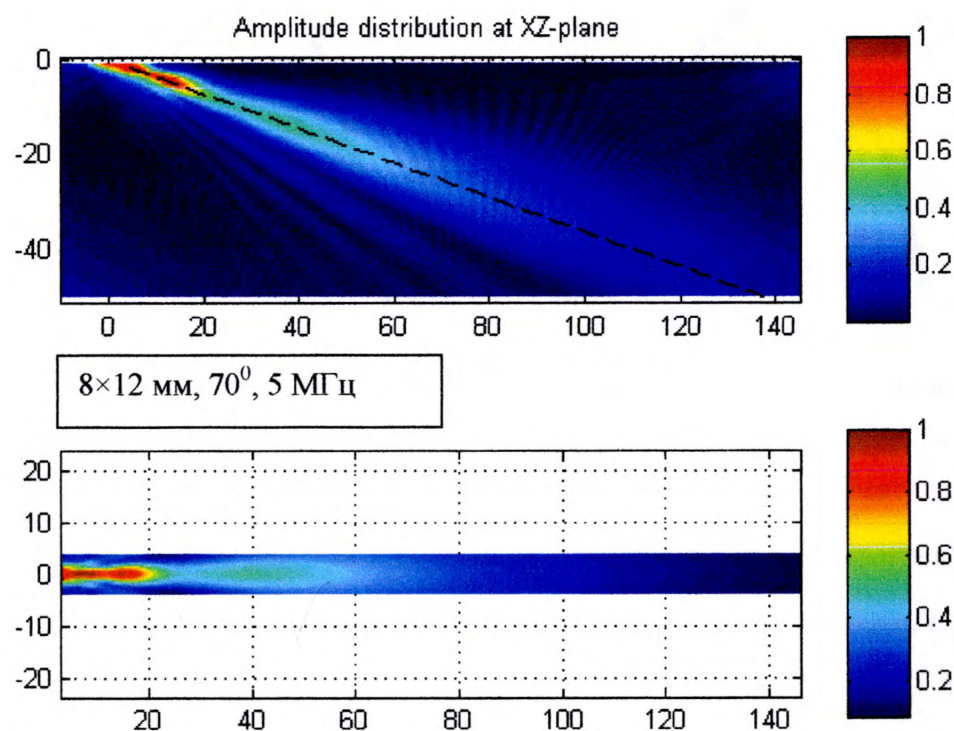


Рис. Д.7. Картины полей наклонного датчика и «мнимого» источника.

Более детальное представление о степени сходства и различия сравниваемых полей можно получить, рассматривая распределения амплитуд вдоль оси пучка, приведенные на нижеследующих рисунках. На этих рисунках значения амплитуд

отложены в дБ относительно максимального значения. По оси абсцисс отложено расстояние в логарифмическом масштабе, а именно:  $\xi = \lg(r/Z)$ , где  $r$  - расстояние вдоль наклонного луча в натуральных единицах,  $Z = S_{eq}/(\pi\lambda)$  - длина ближней зоны, рассчитанная для «мнимого» источника по его площади. Сплошная линия соответствует наклонному датчику, пунктирная – соответствующему «мнимому» источнику.

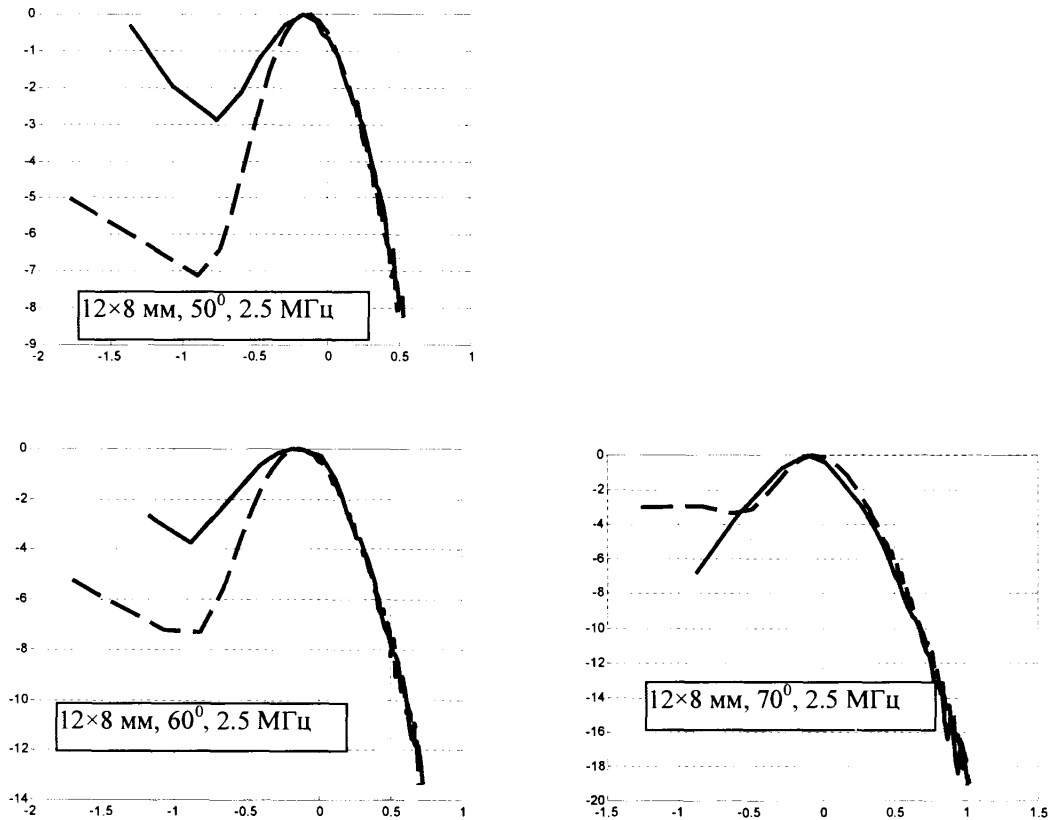


Рис. Д.8. Распределение амплитуд в дБ вдоль наклонного луча под углом ввода.

При ручном поиске дефекта оператор настраивается на максимальное значение сигнала, возможное для данной глубины залегания дефекта. Графики распределения амплитуд вдоль наклонной оси, соответствующие такой ситуации, приведены ниже.

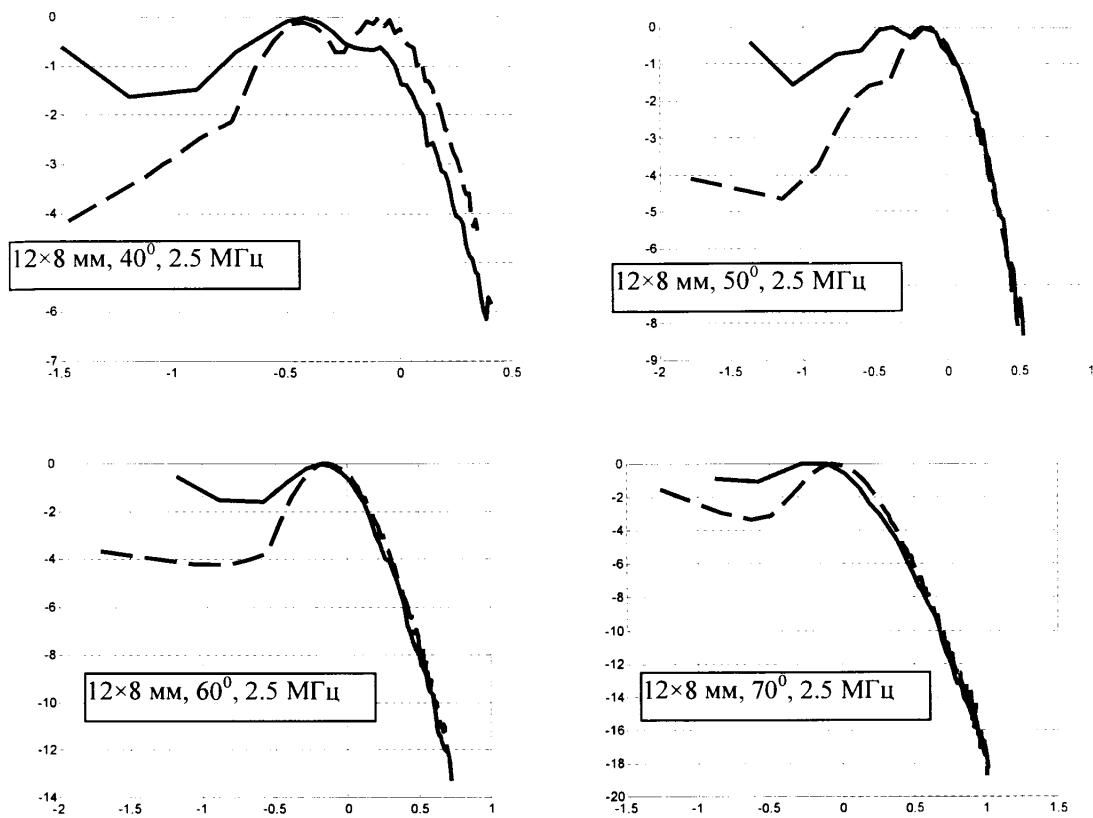
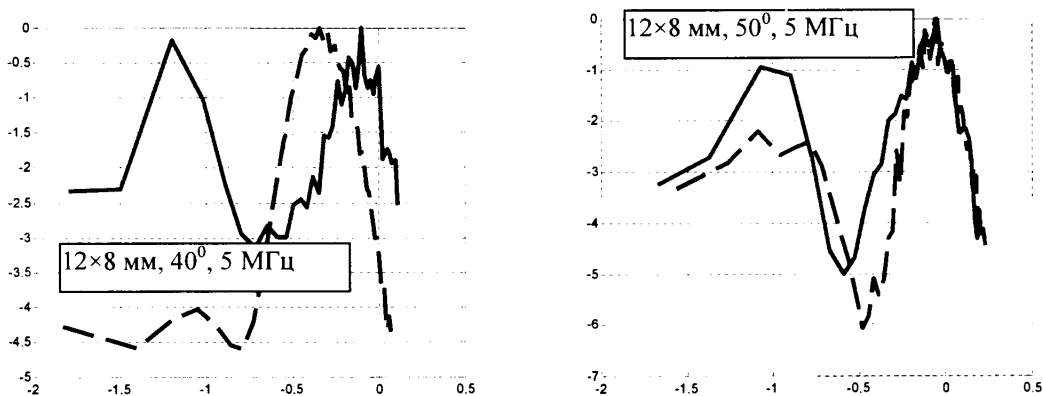


Рис. Д.9. Распределение амплитуд в дБ вдоль наклонного луча под углом ввода (максимальные значения для соответствующей глубины).

Рассмотрение приведенных зависимостей показывает, что наиболее существенные отличия (от 1 до 5 дБ) наблюдаются в ближней зоне преобразователя, в то время как в дальней зоне наблюдается хорошее согласие. Ниже приведены аналогичные зависимости для датчика данных размеров при других значениях рабочей частоты.



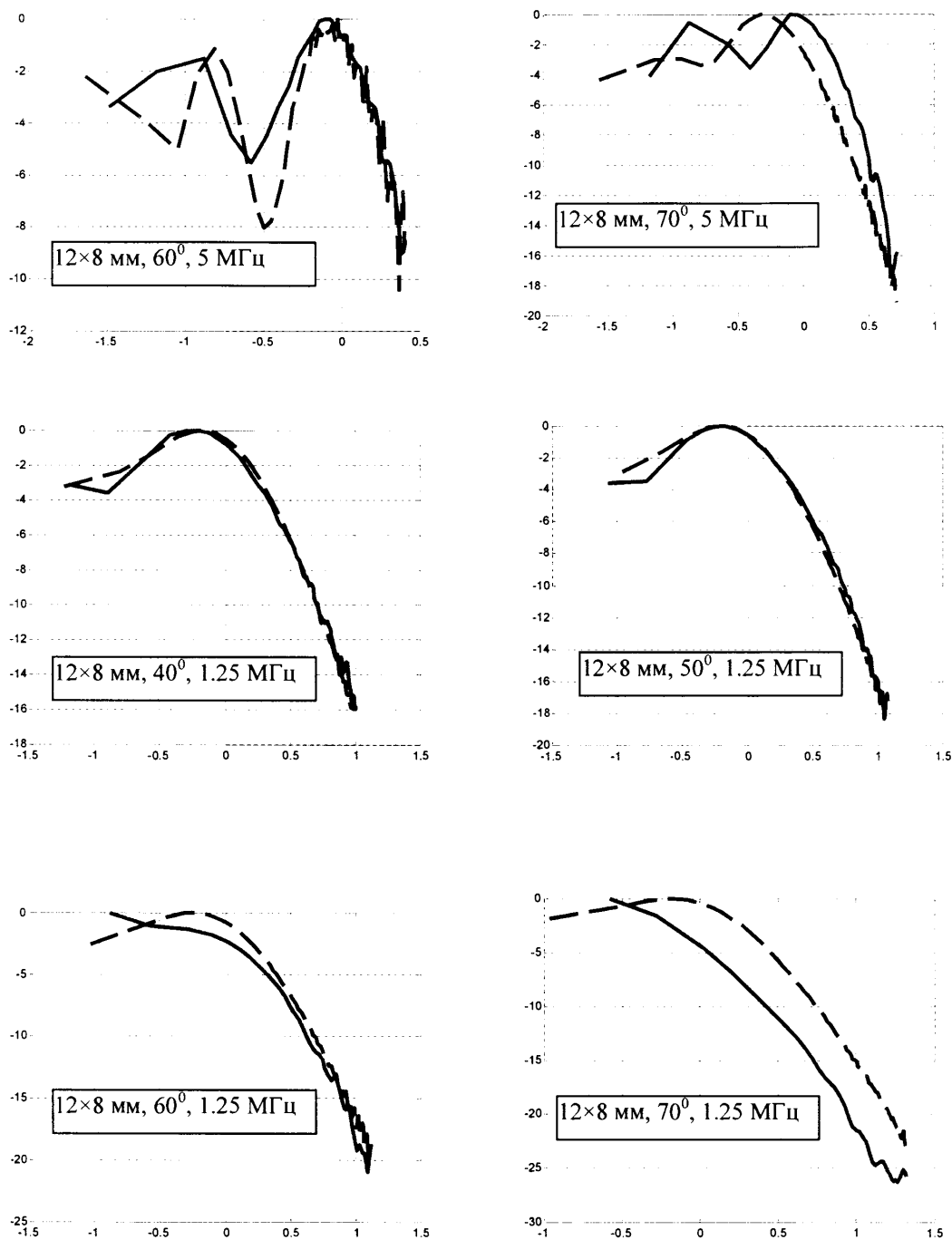


Рис. Д.10. Распределение амплитуд в дБ вдоль наклонного луча под углом ввода для частот 5 МГц и 1.25 МГц.

Приведенные графики зависимости амплитуд от расстояния вдоль наклонного луча, проведенного под углом ввода и являющегося осью пучка, для частот 5 МГц и 1.25 МГц (дополнительно к аналогичным зависимостям для частоты 2.5 МГц) подтверждают сделанные выше выводы. Дополнительно к ним отметим следующее. Для частоты 1.25 МГц согласие осевых зависимостей амплитуд реального и «мнимого» источника лучше, чем для более высоких частот: 2.5 и 5 МГц. Однако

для угла ввода  $70^\circ$  заметно укорочение длины ближней зоны. Соответственно этому наблюдается существенное различие амплитуд в дальней зоне (до 5 дБ).

Приведём ещё графики распределения амплитуд для преобразователя, у которого наклонной является меньшая сторона прямоугольной пластины, так как в этом случае наблюдается отступление от ожидаемой закономерности изменения амплитуд вдоль осевого луча.

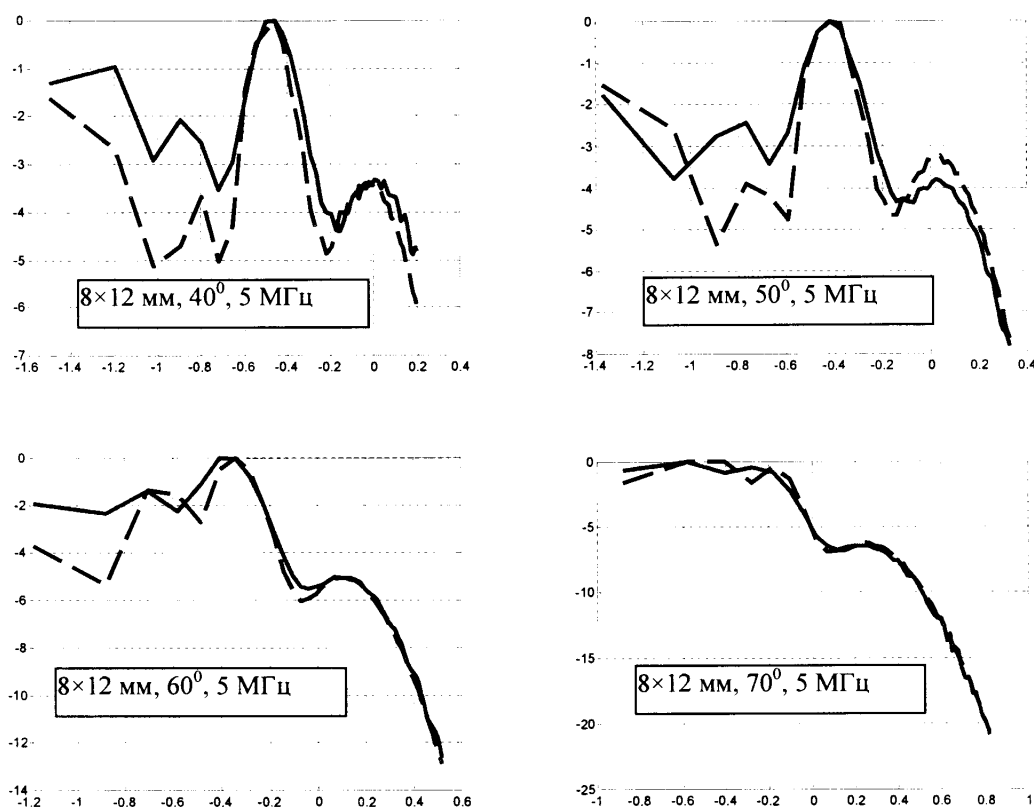


Рис. Д.11. Распределение амплитуд в дБ вдоль наклонного луча для пластины с короткой наклонной гранью на частоте 5 МГц.

Особенность приведенных распределений состоит в следующем. Наибольший интерференционный максимум наблюдается на расстоянии, существенно меньшем, чем размер ближней зоны, определённый по площади преобразователя. Если ограничить ближнюю зону расстоянием до этого максимума, то вместо ожидаемого монотонного уменьшения амплитуды наблюдается появление добавочного максимума меньшей величины. При этом распределения, полученные для реального и «мнимого» источника находятся в хорошем согласии. Этот эффект



прослеживается также на картинах пространственного распределения, показанные на рис. 3.2.6.

Объяснение наблюдаемых закономерностей связано с особенностями интерференции волн в полях датчиков прямоугольной формы со значительной диспропорцией сторон апертуры. «Мнимый» источник, эквивалентный наклонному преобразователю, обладает уменьшенным размером вдоль оси  $x$  по сравнению с размером реальной пластины (второй размер остаётся неизменным). Для углов  $40^\circ$ ,  $50^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $70^\circ$  меньшая сторона эквивалентной пластины для датчика с размером апертуры  $8 \times 12$  мм составляет 6.9, 6.2, 5.2 и 3.8 мм. Т.-е., первоначальная диспропорция нарастает. Соответственно этому уменьшается и сглаживается последний дифракционный максимум. Такой же эффект отмечен ранее и для прямых датчиков прямоугольной формы (см. рис. 3.2.7).

## Приложение Е.

**Расчётные соотношения для исследования донных сигналов**

При использовании преобразования Фурье расчёт эхо-сигнала на выходе ПЭП сводится к последовательности расчётов для каждой из частот спектра сигнала (при соответствующей его дискретизации) с последующим применением обратного преобразования Фурье (частотный синтез). В свою очередь, расчёт на каждой из частот спектра включает в себя решение задачи излучения, отражения и приёма отражённых волн преобразователем. Решение первой и третьей задач производится в приближённой постановке, которая рассматривалась выше в Разделе 2. Расчёт поля сигнала, отражённого от дна производится в строгой постановке.

Применяя, двумерное преобразование Фурье к распределению механических напряжений, создаваемых ПЭП на поверхности упругого слоя, представим это распределение в виде совокупности пространственных гармоник, каждой из которых соответствуют в объёме среды две волны: продольная и сдвиговая. Эти волны испытывают многократные отражения на границах слоя, претерпевая при каждом отражении взаимную трансформацию. При расчёте амплитуды импульсного сигнала, получаемого в результате  $N$ -кратного отражения будем предполагать, что: 1) обе границы при расчёте отражения можно рассматривать как свободные; 2) расстояние между границами слоя и длительность импульса таковы, что все эхо-сигналы, в том числе и те, что претерпели трансформацию из продольной волны в сдвиговую и обратно, разделены во времени. Это позволяет на практике произвести временную селекцию сигналов, а в теоретических выкладках рассматривать их отдельно, предполагая, что они не накладываются. Таким образом, резонансные явления, характерные для тонких слоёв, здесь не имеют значения. При расчёте отражённого поля можно также не принимать во внимание вклад неоднородных волн, присутствующих в пространственном спектре излучённых волн.

Нетрудно найти, что коэффициент преобразования однородной продольной волны, соответствующей пространственной гармонике с частотами  $\alpha, \beta$  из спектра внешнего воздействия, в продольную же волну равен:

$$R(\kappa) = \frac{(2\kappa^2 - k_s^2)^2 + 4\kappa^2\gamma_l\gamma_s}{(2\kappa^2 - k_s^2)^2 - 4\kappa^2\gamma_l\gamma_s} \quad (\text{E.1})$$

Здесь:  $\kappa^2 = \alpha^2 + \beta^2$ ,  $\gamma_l^2 = \kappa^2 - k_l^2$ ;  $\gamma_s^2 = \kappa^2 - k_s^2$ ;  $k_s, k_l$  - волновое число сдвиговых и продольных волн, соответственно.

Выкладки, аналогичные тем, которые производились при вычислении поля излучения преобразователя в Разделе 2, приводят к следующему выражению для комплексной амплитуды нормального смещения частиц поверхности, где расположен преобразователь, соответствующему волне  $N$  - кратного отражения:

$$W(\omega, x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(\alpha, \beta) F(\alpha, \beta) \frac{\gamma_l}{\rho c_s^2} R^{2N-1}(\kappa) \exp(-\gamma_l 2NH) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta \quad (\text{E.2})$$

где  $S(\alpha, \beta)$  - преобразование Фурье пространственного распределения, на плоскости нормальных напряжений, приложенных со стороны преобразователя;

$$F(\alpha, \beta) = (k_s^2 - 2\kappa^2) / ((2\kappa^2 - k_s^2)^2 - 4\kappa^2\gamma_l\gamma_s);$$

$H$  - толщина слоя,  $\rho$  - плотность материала слоя,  $c_s$  - скорость сдвиговых волн в нём. После интегрирования выражения (E2) по площади контакта преобразователя со средой получаем:

$$K_{ak}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |S(\alpha, \beta)|^2 F(\alpha, \beta) \frac{\gamma_l}{\rho c_s^2} R^{2N-1}(\kappa) \exp(-\gamma_l 2NH) d\alpha d\beta \quad (\text{E.3})$$

Это выражение можно рассматривать как акустическую частотную характеристику, определяющую изменение комплексной амплитуды спектра сигнала за счёт процессов пространственной фильтрации при излучении, распространении, отражении и приёме сигналов.

Амплитуду эхо-сигнала на выходе ПЭП после  $N$  - кратного отражения можно найти как:

$$A(N) = \max \left( \left| \operatorname{Re} \left( \int_0^{\infty} S_0(\omega) K_{ak}(\omega, N) \exp(-i\omega t) d\omega \right) \right| \right) \quad (\text{E.4})$$

Формулы (E.3), (E.4) являются основой для вычислительного алгоритма (по методу пространственных спектров). Однако при больших значениях  $N \cdot H$  подынтегральное выражение в (E.3) часто меняет знак, и алгоритм расчёта, заданный формулой (E.3), становится неудобным для вычислений. В этом случае целесообразно перейти на «свёрточный» алгоритм, описанный ниже. Рассматривая интеграл (E.3) как двумерный интеграл Фурье при значениях аргументов, равных нулю, замечаем, что он является преобразованием Фурье от двух сомножителей:

$$Q_1(\alpha, \beta) = |S(\alpha, \beta)|^2 F(\alpha, \beta) \frac{\gamma_1}{\rho c_s^2} R^{2N-1}(\kappa) \exp(-\gamma_1 H_0)$$

$$Q_2(\alpha, \beta) = \exp(-\gamma_1 (NH - H_0))$$

где  $H_0 > 0$ . По теореме Парсеваля:

$$K_{ak}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} q_1(x, y) q_2(x, y) dx dy \quad (\text{E.5})$$

где  $q_1(x, y)$  - двумерное преобразование Фурье от  $Q_1(\alpha, \beta)$ , а  $q_2(x, y)$  (как преобразование Фурье от  $Q_2(\alpha, \beta)$ ) представляет собой распределение на горизонте  $z = NH$  скалярного поля дипольного источника, расположенного в начале координат на малой глубине  $H_0$ .

Проверим, даёт ли приближённый алгоритм расчёта результаты, достаточно близкие к известной стандартной зависимости при однократном отражении. Положительный ответ на этот вопрос даёт пример расчёта для ПЭП с круглой апертурой диаметром 20 мм на частоте 2.5 МГц (материал: сталь,  $c_l = 6000$  м/с,  $c_s = 3230$  м/с), представленный на рис.Е.1.

Здесь и далее амплитуда эхо-сигнала выражена в дБ, расстояние до дна нормировано к расчётному значению размера ближней зоны  $s = H/Z$ , где  $Z = S/\pi\lambda$  (здесь  $S$  - площадь апертуры преобразователя,  $\lambda$  - длина волны на центральной

частоте). Как видно из рис.Е.1, расчётная и стандартная зависимости достаточно близки (расхождения, заметные в ближней зоне, не превышают 0.3 дБ), что свидетельствует о том, что принятые приближения позволяют провести расчёты с достаточной для практики точностью.

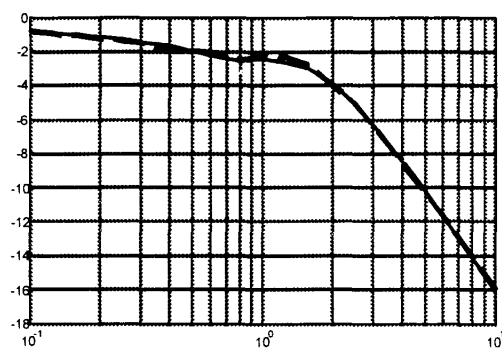


Рис. Е.1. Стандартная (пунктир) и расчётная (сплошная линия) зависимости амплитуды донного сигнала от нормированного расстояния.

## Приложение Ж.

### Результаты численных расчётов пространственной структуры полей эхосигналов.

Расчёты проводились для «точечного» отражателя (такого, на поверхности которого амплитуда поля падающей волны практически неизменна). Общие формулы в этом случае преобразуются к следующему виду:

$$K_{ac}(\omega, \mathbf{x}) = s_b K_{\sigma i}(\omega, \mathbf{x}) K_{iw}(\omega, \mathbf{x}) \quad (\text{Ж.1})$$

Здесь:  $s_b$  - площадь донышка отражателя; по повторяющимся индексам проводится суммирование ( $i = 1, 2, 3$ ).

$$K_{\sigma i} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_1(\alpha, \beta) F_1(\kappa) b_{\sigma i} \exp(-\gamma_l z) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta \quad (\text{Ж.2})$$

$$\begin{Bmatrix} K_{1w} \\ K_{2w} \\ K_{3w} \end{Bmatrix} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_2(\alpha, \beta) \begin{Bmatrix} -\alpha/\kappa F_1(\kappa) \\ -\beta/\kappa F_1(\kappa) \\ F_2(\kappa) \end{Bmatrix} \gamma_l \exp(-\gamma_l z) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta \quad (\text{Ж.3})$$

$S_1(\alpha, \beta)$  и  $S_2(\alpha, \beta)$  преобразования Фурье от распределения чувствительности на апертуре ПЭП в режиме излучения и приёма, соответственно;  $F_1(\kappa) = (k_s^2 - 2\kappa^2)/D$ ;  $F_2 = 2i\kappa\gamma_s/D$ ;  $\kappa = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$ ;  $\gamma_s^2 = \kappa^2 - k_s^2$ ;  $\gamma_l^2 = \kappa^2 - k_l^2$ ;  $k_s, k_l$  - волновые числа продольных и сдвиговых волн;  $b_{\sigma} : \{2i\alpha\gamma_l; 2i\beta\gamma_l; (k_s^2 - 2\kappa^2)\}$ ;  $D = (k_s^2 - 2\kappa^2)^2 - 4\kappa^2\gamma_s\gamma_l$ .

**Круглые ПЭП.** Обратимся вначале к ПЭП с круглой апертурой и рассмотрим гипотетический случай тональных сигналов. Распределения амплитуды (при условии нормировки к общему для всех точек максимуму – «натуральные» распределения) показаны на рис. Ж.1 для различных соотношений диаметра ПЭП к длине продольной волны в материале образца. Здесь координаты нормированы: горизонтальная – к диаметру ПЭП, вертикальная – к длине ближней зоны.

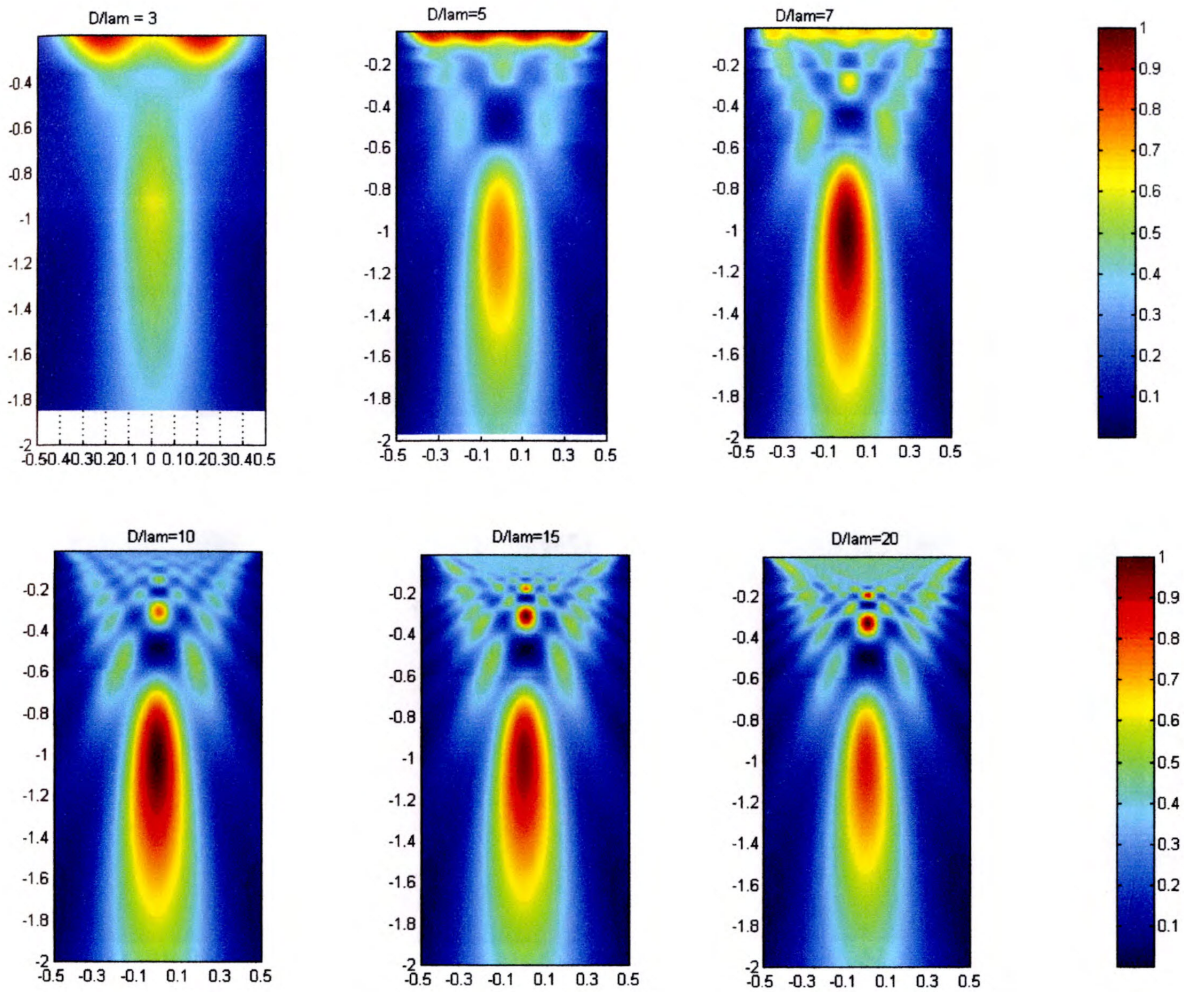


Рис. Ж.1. Распределение амплитуд эхо-сигналов для ПЕП с круглой апертурой и различным волновым размером (от 3 до 20 длин волн). Тональный сигнал.

Те же пространственные распределения, но с учётом действия временной регулировки усиления в режиме приёма показаны ниже на рис. Ж2. Нормировка осей - такая же, как и на рис. Ж1. На этом и подобных ему рисунках, приведенных ниже, граница освещённой зоны (-6 дБ) показана сплошной линией, граница зоны равномерного покрытия (-3 дБ) - пунктиром. Цифры на поле рисунка около сплошной линии означают локальную ширину зоны освещённости.

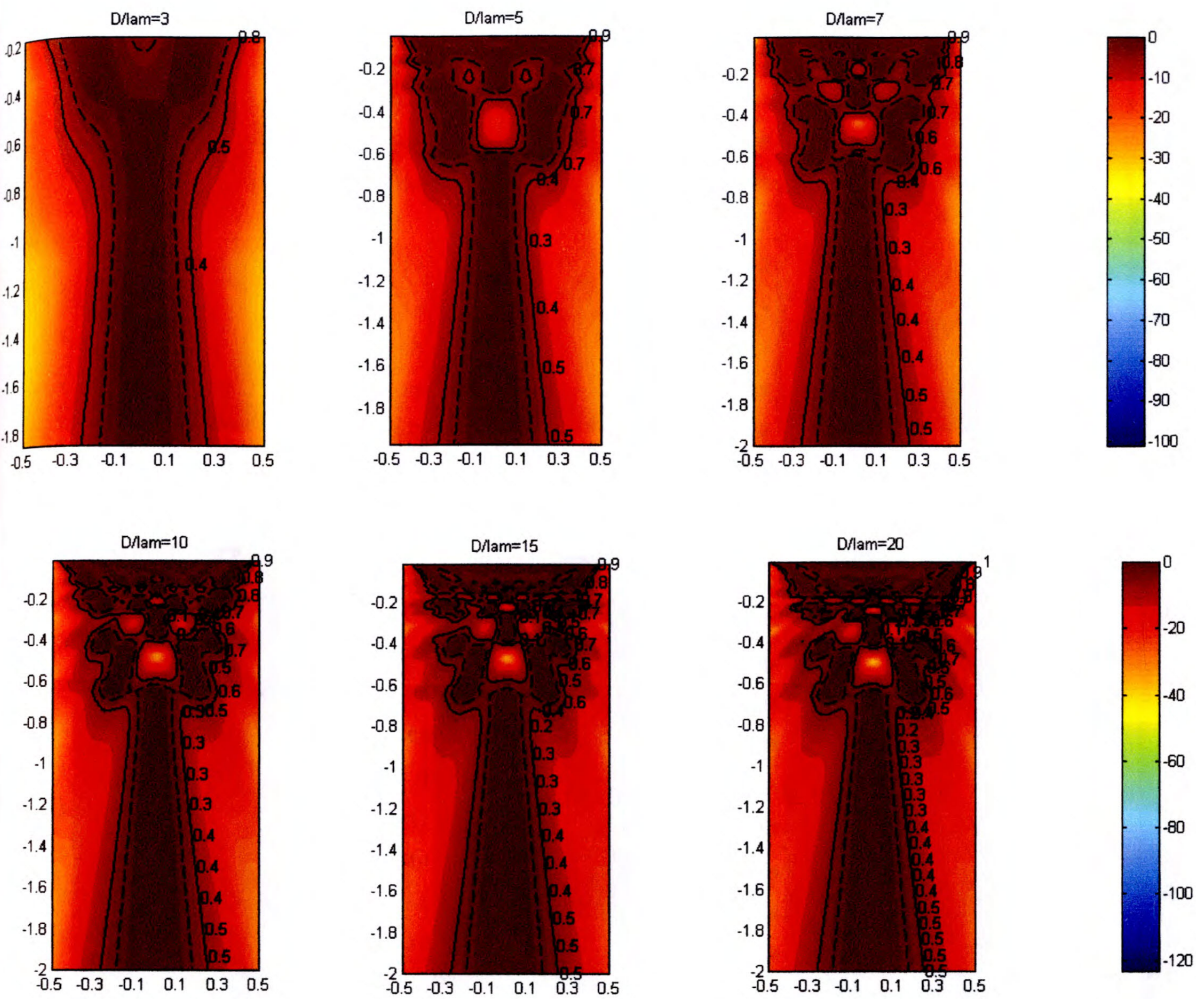


Рис. Ж.2. Распределение амплитуд эхо-сигналов в дБ с учётом ВРЧ для ПЕП с круглой апертурой и различным волновым размером (от 3 до 20 длин волн). Тональный сигнал.

Перейдём к рассмотрению импульсных сигналов. Формы импульсов разной длительности показаны на рис. Ж3.

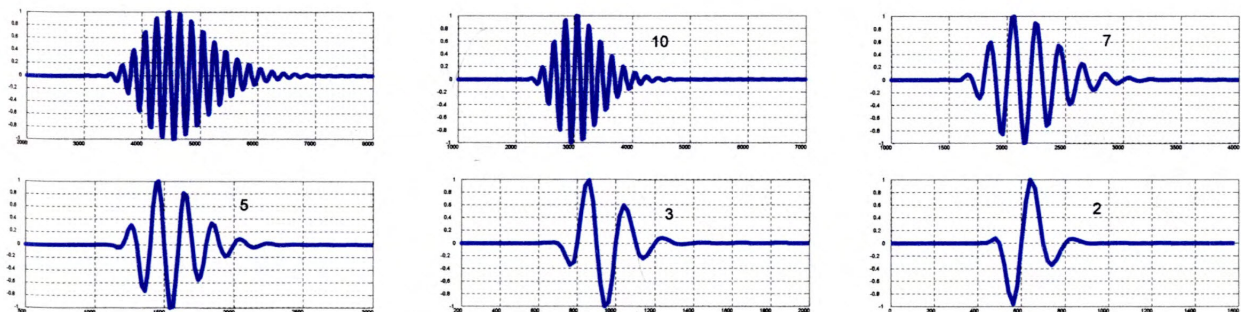


Рис. Ж.3. Формы импульсов разной длительности: 15, 10, 7, 5, 3, 2 – периодов.



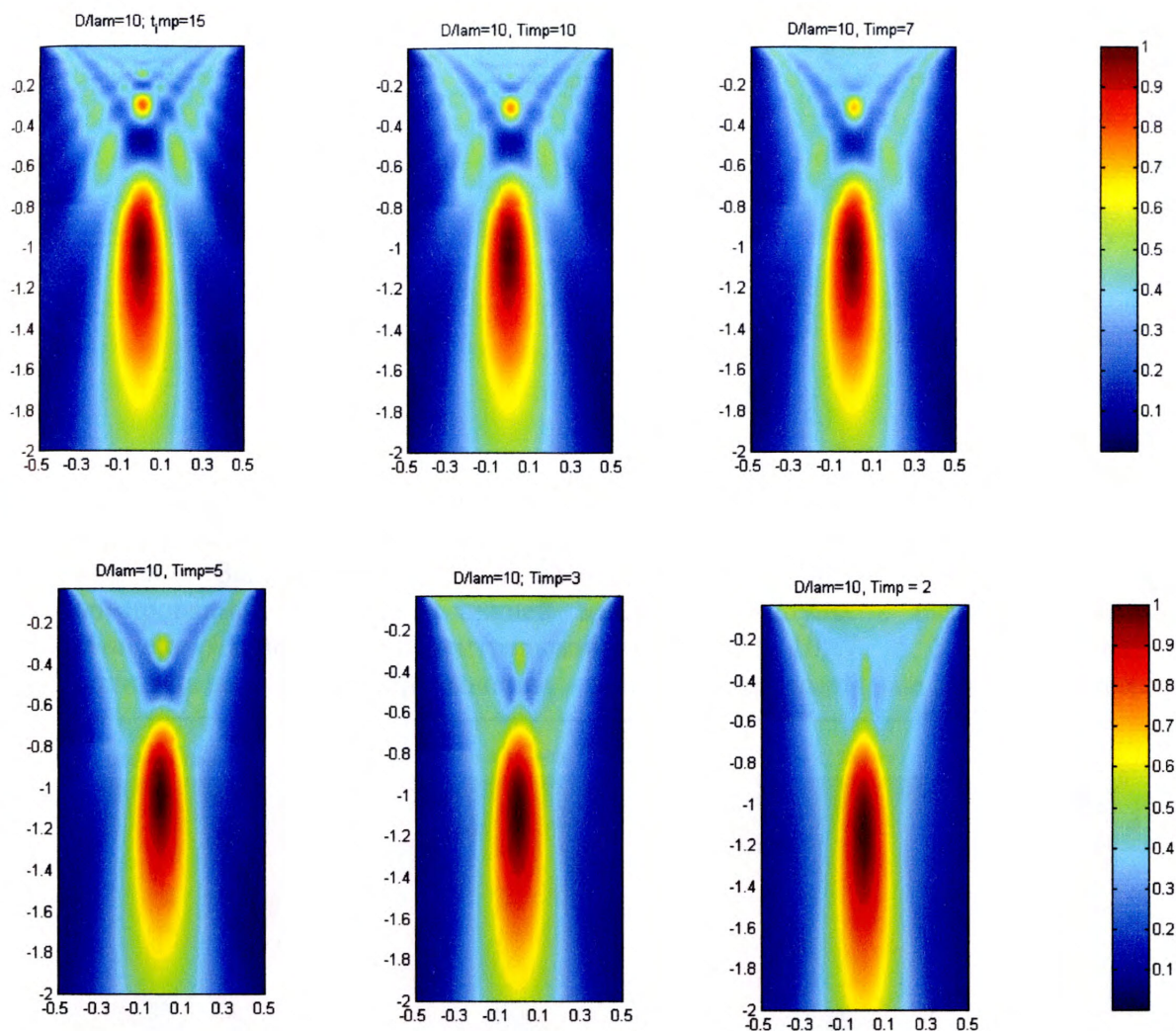


Рис. Ж.4. Пространственное распределение амплитуд эхо-сигналов в осевом сечении круглого ПЭП с отношением диаметра к длине волны, равном 10, при различной длине эхо-импульса, выраженной в периодах центральной частоты: 15, 10, 7, 5, 3, 2.

Неравномерность поля на оси для импульсов различной длительности иллюстрируется графиками на рис. Ж.5. На каждом из рисунков приведены два графика. Сплошные линии изображают зависимость от продольной координаты  $z$  (нормированной к длине ближней зоны) амплитуды на оси ПЭП. Пунктирными линиями показаны зависимости от продольной координаты максимальных значений амплитуды для данного горизонта  $z = const$ . Эти значения могут быть приняты для нормировки в качестве закона регулирования чувствительности приёмного тракта (ВРЧ).

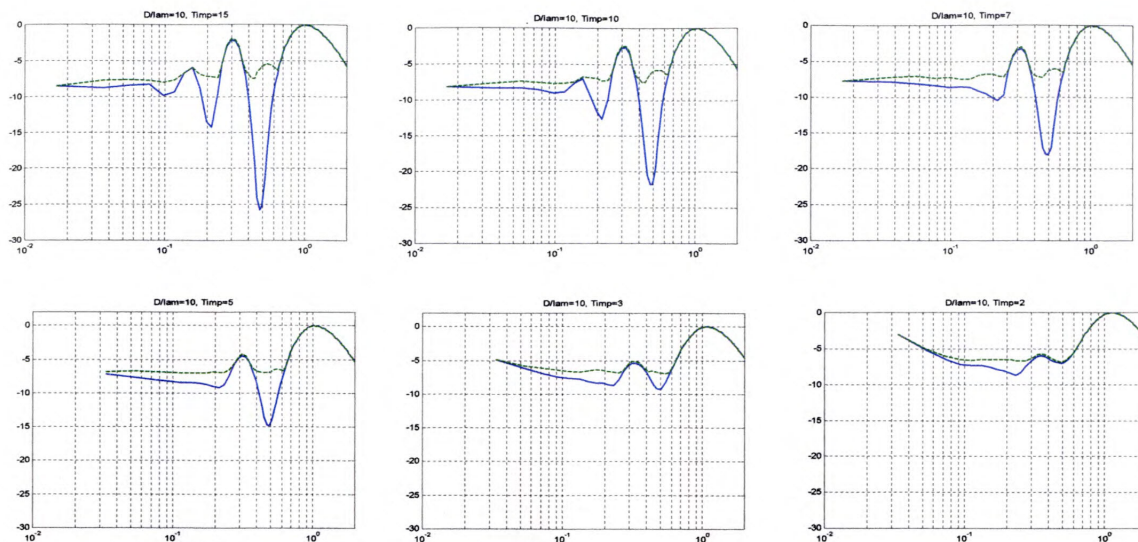


Рис. Ж.5. Зависимости амплитуды эхо-сигнала в дБ от продольной координаты, нормированной к длине ближней зоны, для импульсов разной длительности по отношению к периоду на центральной частоте: 15, 10, 7, 5, 3, 2. Сплошная линия – амплитуда на оси ПЭП, прерывистая – значения, максимальные для данного горизонта.

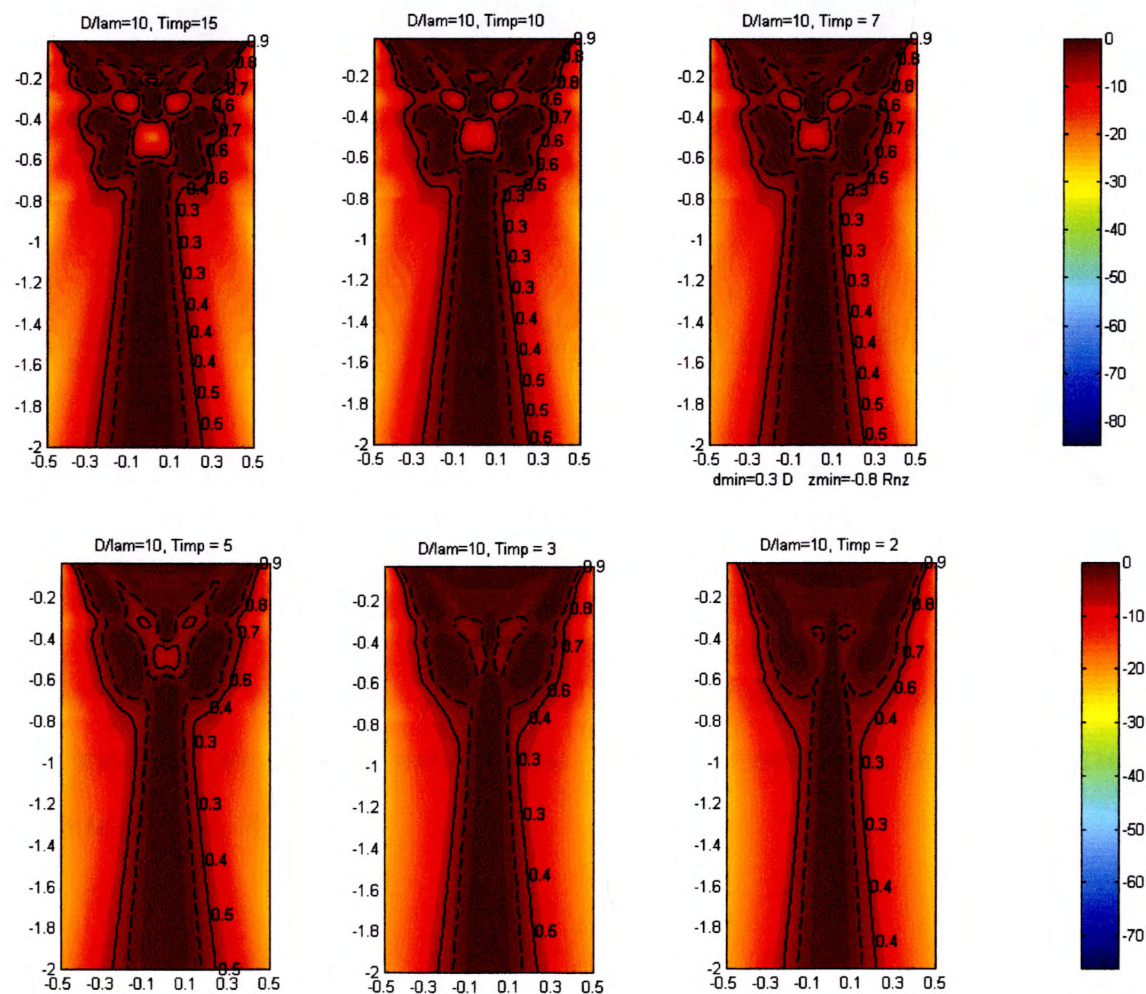


Рис. Ж.6. Пространственное распределение амплитуд эхо-сигналов с учётом ВРЧ для импульсов различной длительности: 15, 10, 7, 5, 3, 2 и круглой ПЭП с диаметром, равным 10 длинам волн.

Формы зон освещённости в зависимости от длительности импульса при отношении диаметра ПЭП к длине волны, равном 10, иллюстрируется рис. Ж.7.

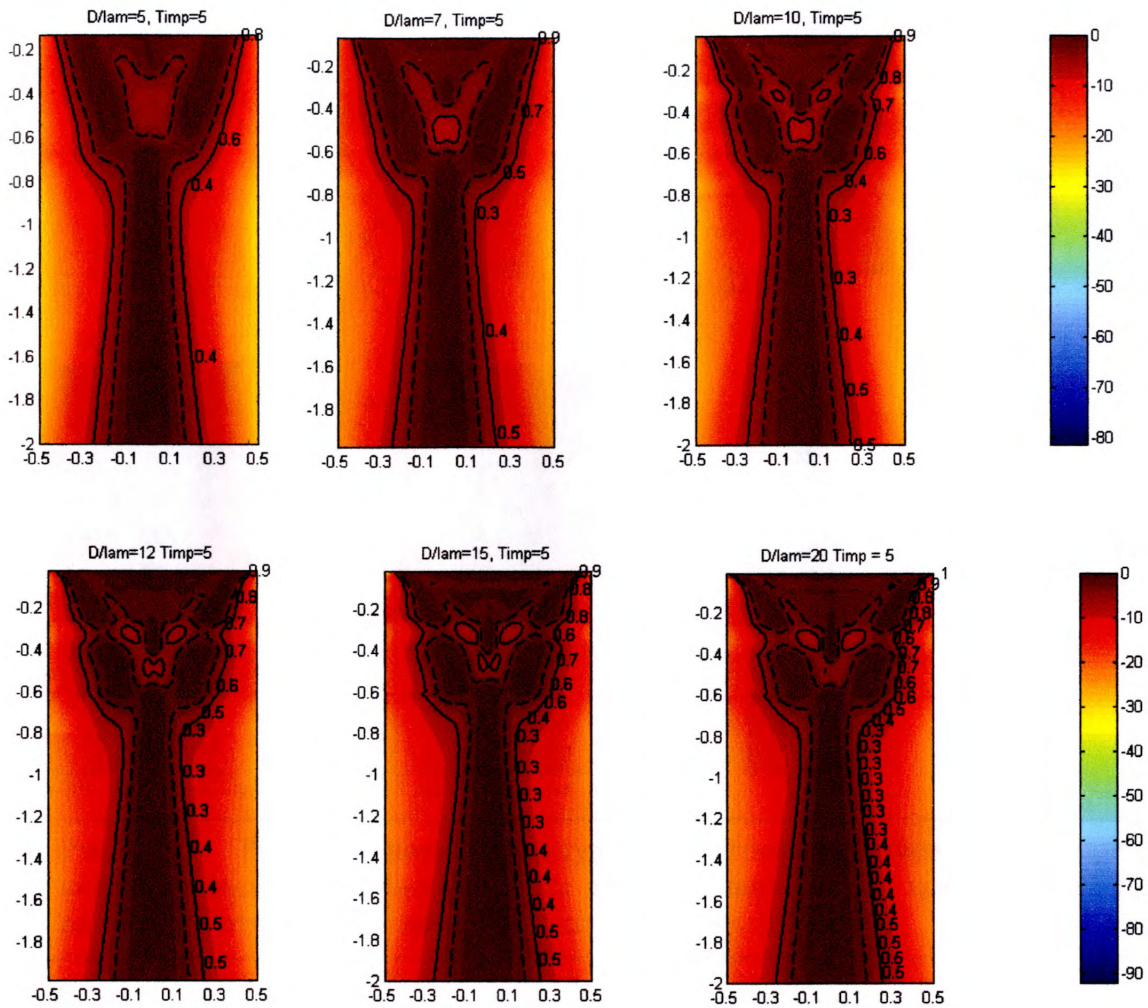


Рис. Ж.7. Распределение амплитуд (с учётом действия ВРЧ) при использовании импульсного сигнала длиной 5 периодов для круглых ПЭП с различным отношением диаметра к длине волны: от 5 до 20.

Результаты расчётов для ПЭП таких же волновых размеров, но при использовании коротких импульсов (длительностью 2 периода, см. рис. Ж.3), показаны на рис. Ж.8.

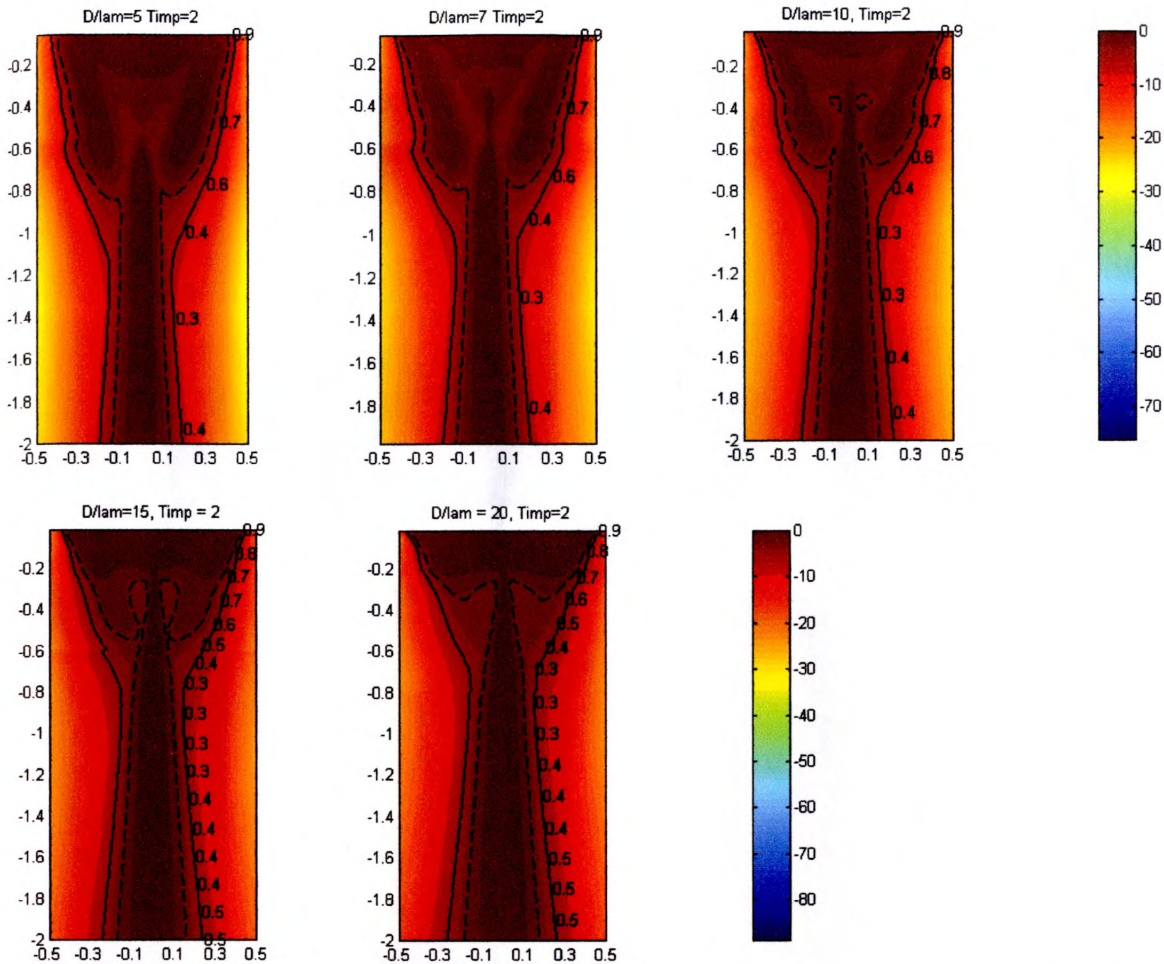
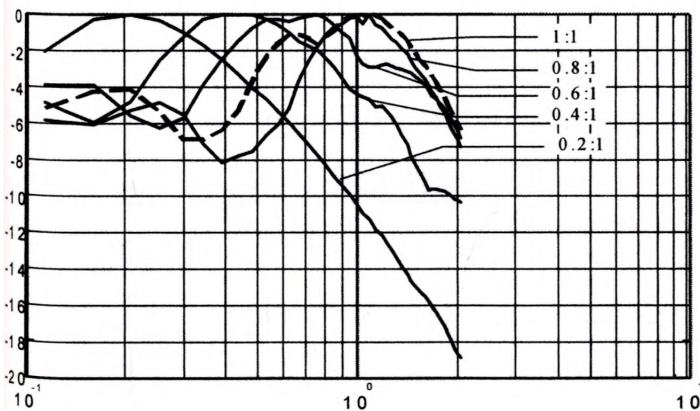


Рис. Ж.8. Распределение амплитуд (с учётом действия ВРЧ) при использовании импульсного сигнала длиной 2 периода для круглых ПЭП с различным отношением диаметра к длине волны: от 5 до 20.

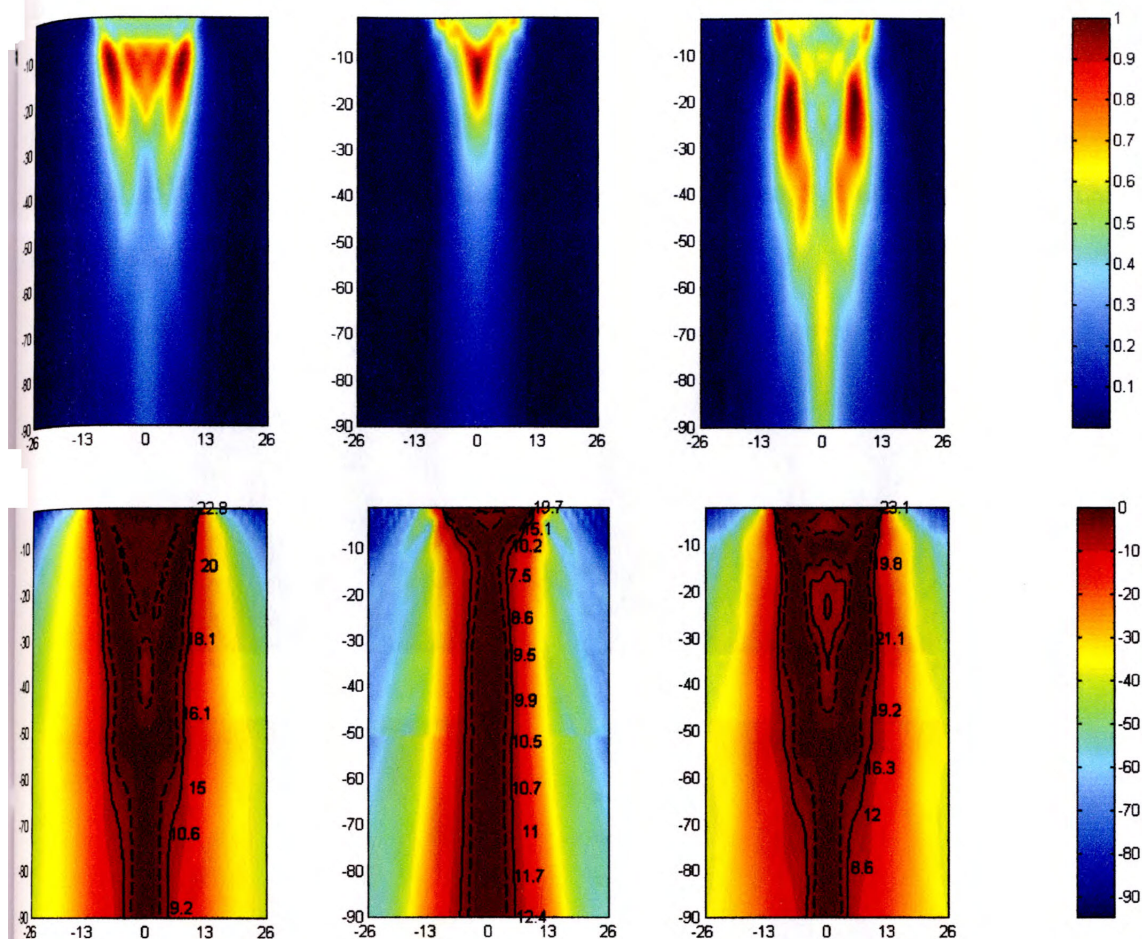
**ПЭП с некруглой апертурой.** На рис. Ж.9 приведены графики зависимости



Фиг. Ж.9. Амплитуда эхо-сигнала в дБ в зависимости от продольной координаты, нормированной к длине ближней зоны равновеликой круглой пластины, для датчиков с разным соотношением сторон при одинаковой площади.

амплитуды эхо-сигнала в зависимости от продольной координаты, рассчитанные при условии, что в качестве амплитуды для данного расстояния принимается максимальное для данного расстояние значение, которое мог бы зафиксировать оператор, перемещая датчик.

## Пространственные распределения для трёх форм апертур.



Фиг. Ж.10. Распределение амплитуд эхо-сигналов для апертур в форме прямоугольника, ромба и «бабочки». Частота 2.5 МГц. Размеры по осям в мм.

Размеры апертур составляют: прямоугольник -  $26 \times 10$  мм, ромб – вписан в этот прямоугольник, «бабочка» - получена из прямоугольника увеличением левой и правой сторон до 16 мм при сохранении ширины в центре.

### Многоэлементные ПЭП.

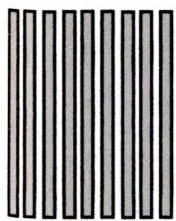


Рис. Ж.11

В качестве примера рассмотрим 9-элементный ПЭП, расположение элементов в котором схематически показано на рис. Ж11. Размеры элементов  $2 \times 26$  мм с зазором 1 мм, рабочая частота - 1МГц, длительность импульса – 5 периодов.

На рис. Ж12 показаны распределения амплитуд для данной антенны при условии, что амплитуды и задержки сигналов на элементах антенны подобраны соответствующим образом для достижения фокусного расстояния 15 мм.

Рисунки в левом столбце соответствуют использованию такого амплитудно-фазового распределения как в режиме излучения, так и в режиме приёма, а рисунки в правом столбце – только в режиме приёма. В верхнем ряду показаны распределения без учёта ВРЧ, а в нижнем – с учётом ВРЧ (заметим, что выбор закона ВРЧ для фокусирующих антенн может быть иным, чем это принято в представленных расчётах).

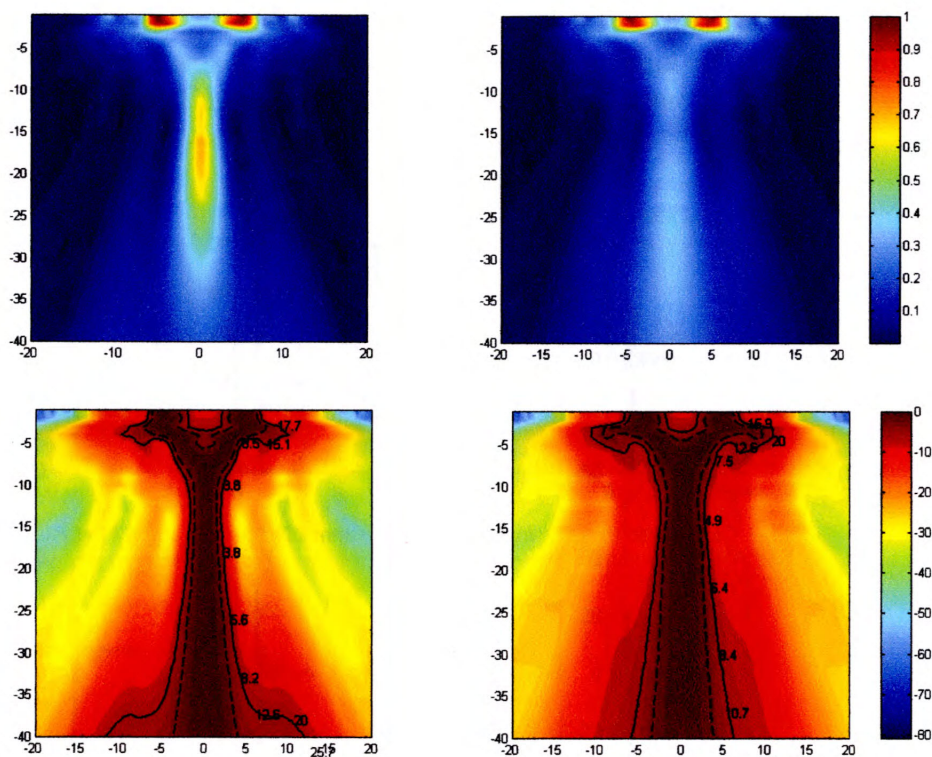


Рис. Ж.12. Распределения амплитуд в поле фокусированных 9-элементных ПЭП (в относительных единицах – верхний ряд, в дБ (при учёте ВРЧ) – нижний ряд. Размеры по осям – в мм.

### Временная форма эхо-сигналов.

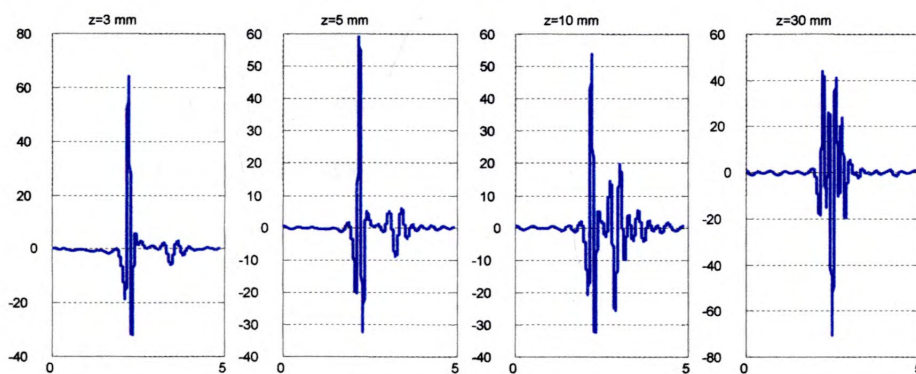


Рис. Ж.13. Форма эхо-сигнала на разных глубинах на оси круглого ПЭП, диаметр 20 мм,  $f=5$  МГц, длительность импульса – 2 периода

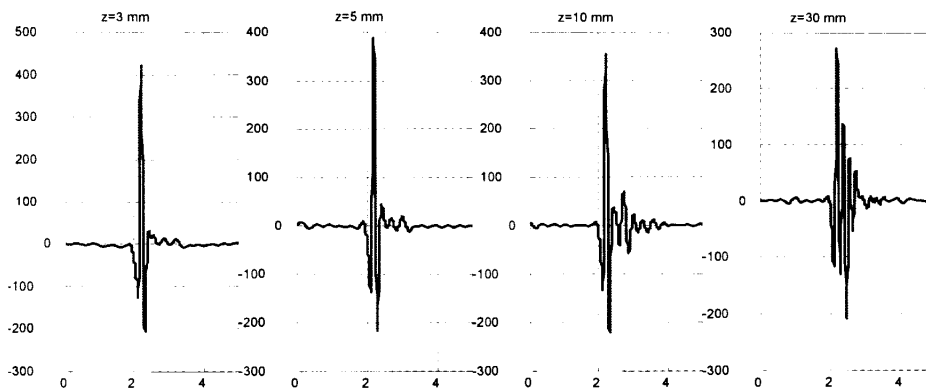


Рис. Ж.14. Форма эхо-сигнала на разных глубинах на оси квадратного ПЭП  $20 \times 20$  мм,  $f=5$  МГц, длительность импульса – 2 периода

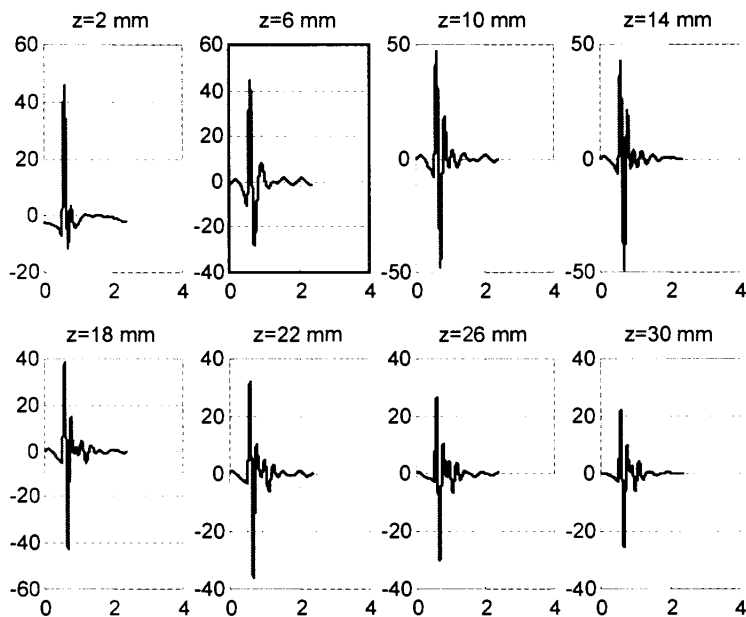


Рис. Ж.15. Форма эхо-сигнала на разных глубинах на оси прямоугольного ПЭП  $26 \times 6$  мм,  $f=5$  МГц, длительность импульса – 2 периода

Первый из приведенных здесь вариантов расчёта (рис. Ж.13) демонстрирует, что для ПЭП с круглой апертурой может происходить разделение сигнала на фракции, наблюдаемые отдельно, не только при излучении, но и в эхо-режиме. Изменение формы апертуры значительно «смазывает» чёткость интерференционных эффектов: распадение сигнала на фракции для прямоугольной апертуры (рис. Ж.14) уже не столь выразительно. В случае, когда апертура имеет вид вытянутого прямоугольника (рис. Ж.15), разделение сигнала незаметно, но видно, что форма сигнала (в частности, в области заднего фронта) изменяется.

## Приложение 3.

### Экспериментальное исследование точности измерения эквивалентного диаметра дефекта.

Ниже в форме графиков приведены величины погрешностей измерения эквивалентного диаметра, полученные в результате эксперимента, описанного в подразделе 5.1.2.

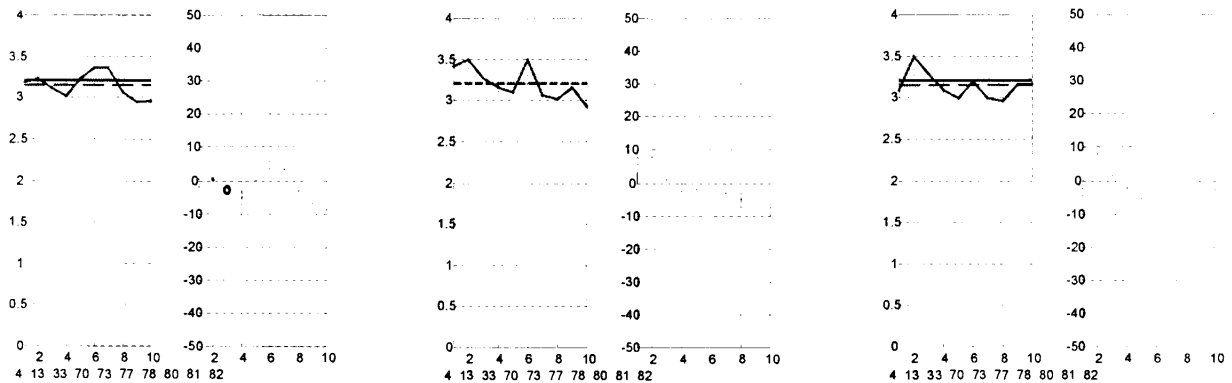


Рис. 3.1.. Результаты измерений для ПЭП 1.25K20 на мерах с  $d=3.2$  мм,  $h=15, 90, 180$  мм

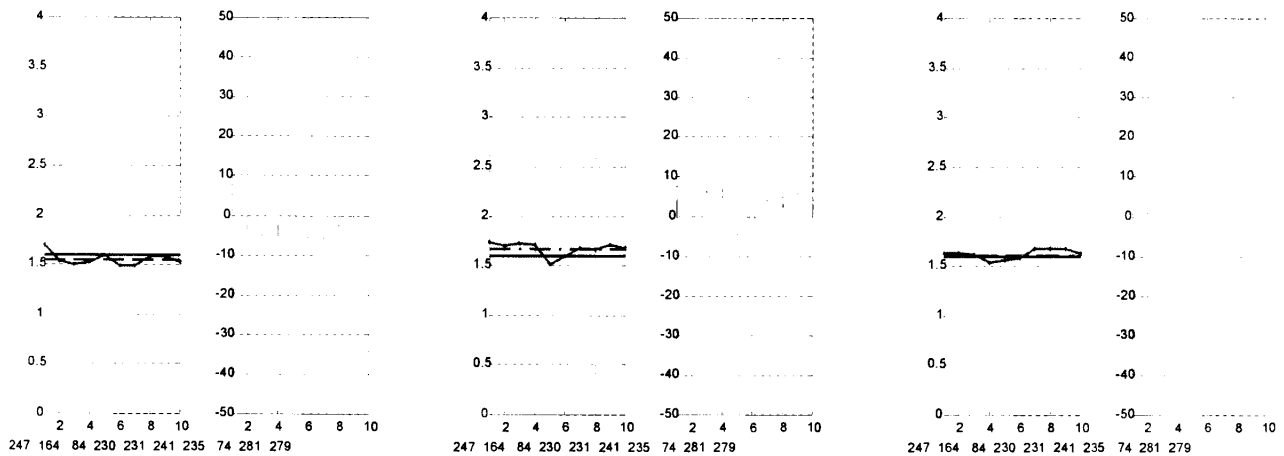


Рис. 3.2. Результаты измерений для ПЭП 2.5K20 на мерах с  $d=1.6$  мм,  $h=25, 30, 90$  мм

При этом результаты измерений, полученных для ПЭП с некоторой фиксированной частотой и диаметром пластины на данной мере (т.-е. для фиксированного диаметра отражателя и расстояния до него) представлены парой графиков. На левом из двух графиков сплошной ломаной линией показаны измеренные значения диаметра каждой из образцов ПЭП данного типа, сплошной горизонтальной линией – истинное значение диаметра, пунктирной горизонтальной линией – среднее по измеренным значениям. На правых графиках приведены



отклонения измеренных значений от истинного значения, выраженные в процентах.

По оси абсцисс отложены номера по порядку, ниже – паспортные номера ПЭП.

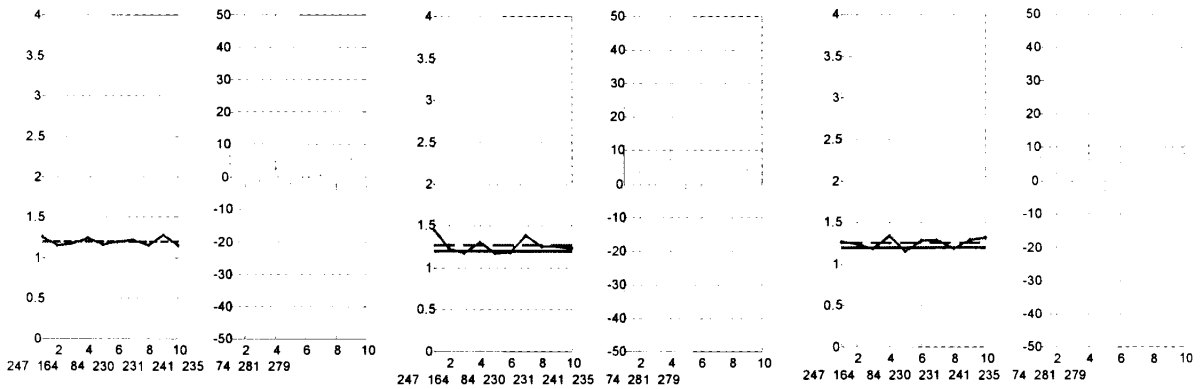


Рис. 3.2. Результаты измерений для ПЭП 2.5K12 на мерах с  $d=1.2$  мм,  $h=30, 15, 70, 25$  мм

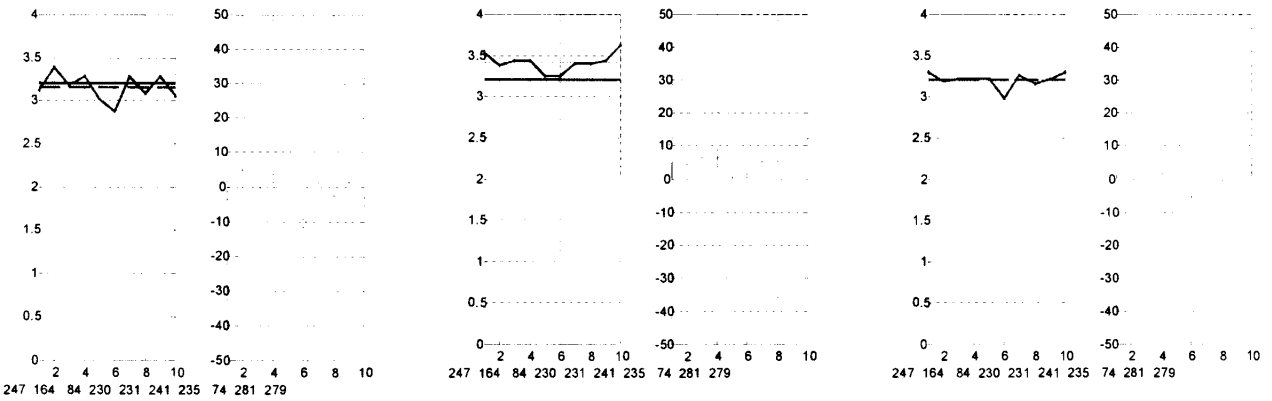
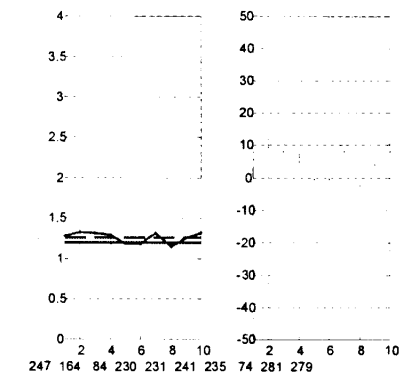


Рис. 3.3. Результаты измерений для ПЭП 2.5K12 на мерах с  $d=3.2$  мм,  $h=15, 90, 180$  мм

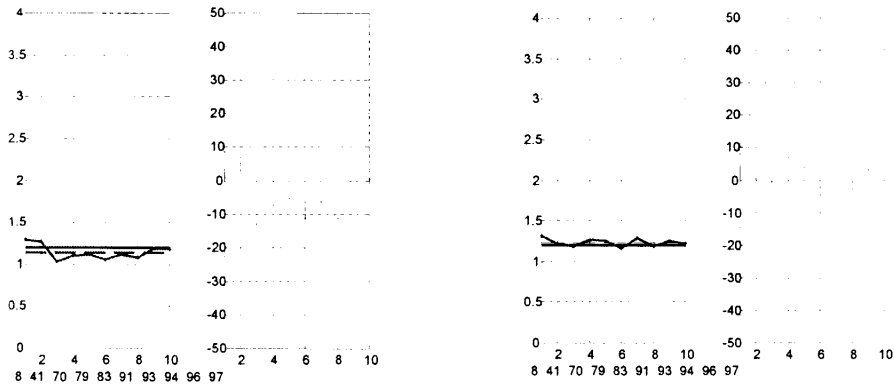


Рис. 3.4. Результаты измерений для ПЭП 2.5К20 на мерах с  $d=1.2$  мм,  $h=30, 70$  мм

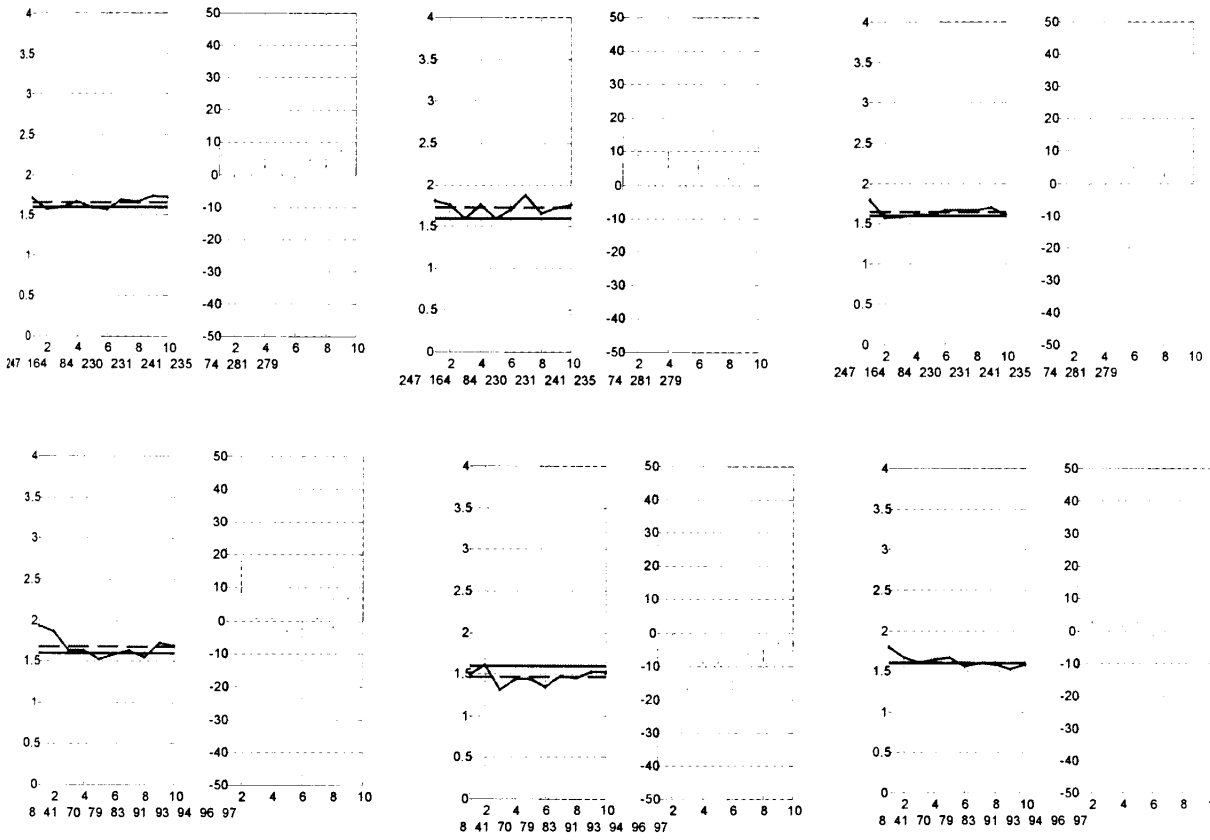


Рис. 3.5. Результаты измерений для ПЭП 2.5К12 на мерах с  $d=1.6$  мм,  $h=15, 25, 30, 90, 10, 180$  мм

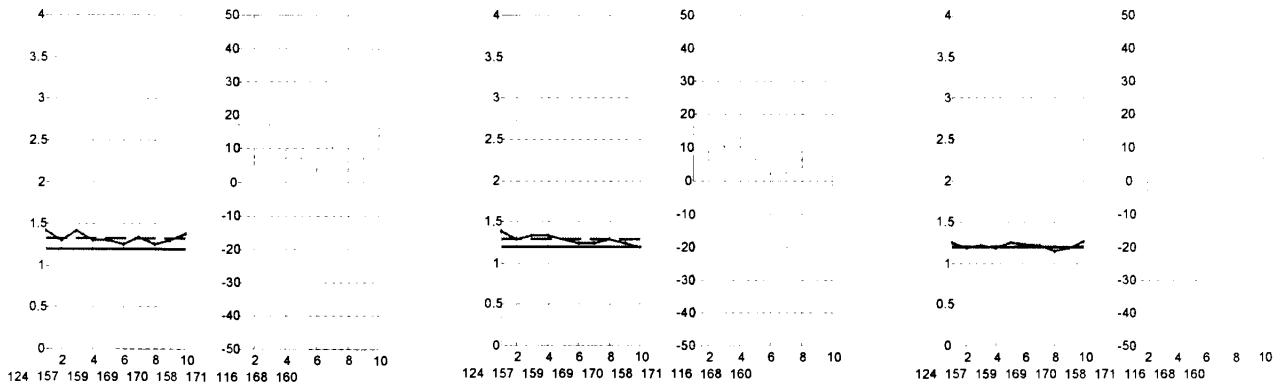


Рис 3.7. Результаты измерений для ПЭП 5K12 на мерах с  $d=1.2$  мм,  $h=15, 25, 70$  мм

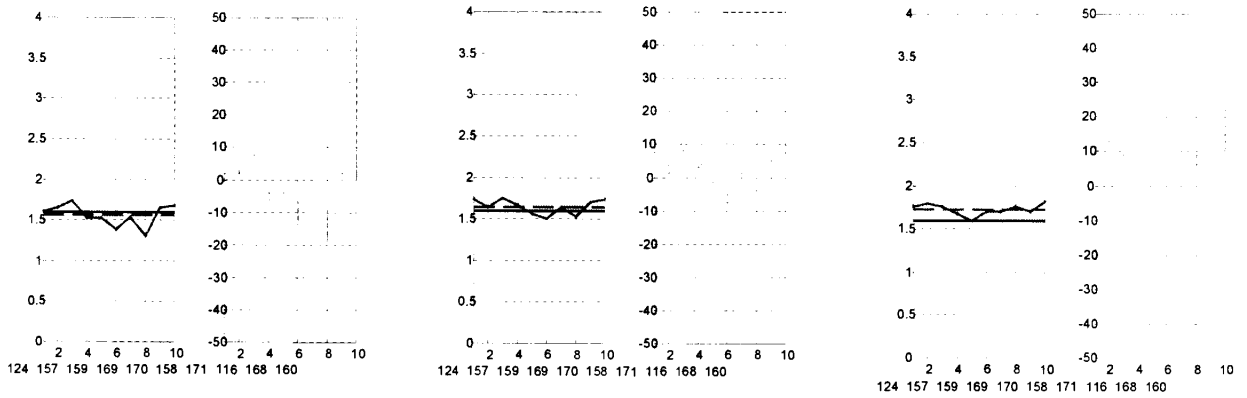


Рис. 3.8. Результаты измерений для ПЭП 5K12 на мерах с  $d=1.6$  мм,  $h=10, 15, 25, 30, 90$  мм

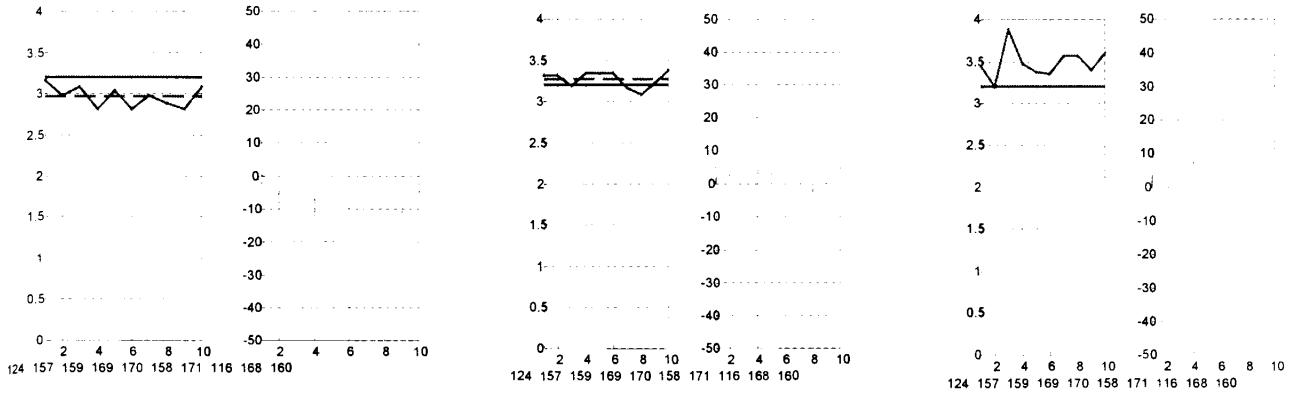


Рис. 3.9. Результаты измерений для ПЭП 5К12 на мерах с  $d=3.2$  мм,  $h=15, 90, 180$  мм

## Приложение И.

**Установка для контроля вагонных колёс.****И1. Функциональные узлы и конструкция.**

Состав установки поясняется функциональной схемой, приведенной на рис.

1. Установка состоит из следующих функциональных узлов:



рис. И.1. Функциональная схема установки

Портал представляет собой электромеханическое устройство, которое обеспечивает следующие операции: 1) центрирование и равномерное вращение колеса после его установки на поворотное устройство; 2) установку и съём сканеров колеса с помощью управляемого пневматического привода; 3) подачу жидкости в зазор между поверхностью колеса и пьезоэлектрическими преобразователями; 4) нанесение метки положения дефектов с помощью краскоотметчиков. Территориально на портале находится многоканальная акустическая система, состоящая из 3-х сканеров, состоящих из соответствующего числа ПЭП и осуществляющих контроль положения колеса (в двух направлениях) и контроль его ступицы.

Электронный тракт установки представляет собой многоканальный цифровой дефектоскоп, в котором осуществляется аналоговая и цифровая фильтрация сигналов и их накопление для повышения помехоустойчивости.

С канальных плат в центральный процессор поступают детектированные и оцифрованные А-Сканы, привязанные к соответствующим им координатам пути сканирования. По этим данным после окончания сканирования формируются Б-сканы. Каждый Б-Скан подвергается дополнительной фильтрации для исключения случайных выбросов, связанных с наведенными шумами цехового оборудования и уменьшения колебаний амплитуды сигналов, связанного с внутренними шумами канальных плат и акустическими шумами. Затем, по пороговому принципу из отфильтрованного Б-Скана выделяются «пятна амплитуды» – дефектные зоны, измеряются их координаты, условные и эквивалентные размеры и заносятся в таблицу дефектов. На элементы таблицы дефектов накладываются браковочные критерии, определенные оператором перед началом контроля, и выносится решение о годности колеса.

Совокупность Б-Сканов по всем каналам и таблица дефектов, а также комплекс настроек системы и результат контроля сохраняются в базу данных. Впоследствии оператор имеет возможность просмотреть список проконтролированных колес с результатами их контроля, статистику проконтролированных и забракованных по тем или иным критериям колес. Для каждого колеса можно также просмотреть все результаты контроля: Б-Сканы по всем каналам и таблицу дефектов. Б-Сканы можно просматривать в виде собственно Б-Сканов (плоских изображений), контурных графиков, либо срезов.

## **И2. Экспериментальные исследования широкозахватного преобразователя.**

Приведенные ниже таблицы содержат протокол экспериментальных исследований разработанного пьезопреобразователя с широкой освещенной зоной.

В таблицах использованы следующие условные обозначения:

$z$  - расстояние до дефекта (глубина);

$d$  - диаметр искусственного отражателя.

*Протокол измерения параметров ПЭП для САУЗК колес типа П112-5-26x12-CP-004 №003*

2004г.

r, мм	Измерение условной чувствительности С/Ш				Измерение неравномерности и ширины освещённой зоны		
	d, мм	С, дБ	Ш, дБ	С/Ш, лБ	d, мм	Ширина осв. зоны, мм	Неравномерность, дБ
10	1,6	64	87	23	2	18	6
15	1,6	66	88	22	2	17	5
20	1,6	66,5	88	21,5	2	17	4
25	1,6	68	89	21	2	17	5
30	1,6	68	88	20	2	16	3
35	1,6	67,5	88	20,5	2	17	5
40	1,6	71	90	19	2	16	6
50	1,6	70	94	24	2	16	4
60	1,6	70	94	24	2	15	5
70	1,6	71	94	23	2	15	4

*Протокол измерения параметров ПЭП для САУЗК колес типа П112-5-26x12-CO-004 №009*

2004г.

r, мм	Измерение условной чувствительности С/Ш				Измерение неравномерности и ширины освещённой зоны		
	d, мм	С, дБ	Ш, дБ	С/Ш, дБ	d, мм	Ширина осв. зоны, мм	Неравномерность, дБ
5	1,6	56	83	27	2	20	4
7	1,6	56	83	27	2	20	4
10	1,6	56	83	27	2	20	5
15	1,6	59	85	26	2	19	5
20	1,6	60	87	27	2	18	5
25	1,6	60	89	29	2	17	6
30	1,6	61	91	30	2	16	6
40	1,6	62	94	32	2	16	4
50	1,6	63	94	31	2	16	4
60	1,6	64	95	31	2	15	6
70	1,6	65	95	30	2	15	6
80	1,6	67	94	27	2	15	4
90	1,6	68	96	28	2	16	4
100	1,6	70	95	25	2	15	5
110	1,6	70	95	25	2	16	4
120	1,6	71	95	24	2	16	4

Приведенные таблицы (в порядке их расположения) отображают процесс подбора параметров пьезопреобразователя путём компьютерного моделирования и экспериментальной доводки.

### ИЗ. Экспериментальная проверка работы установки для контроля вагонных колёс.

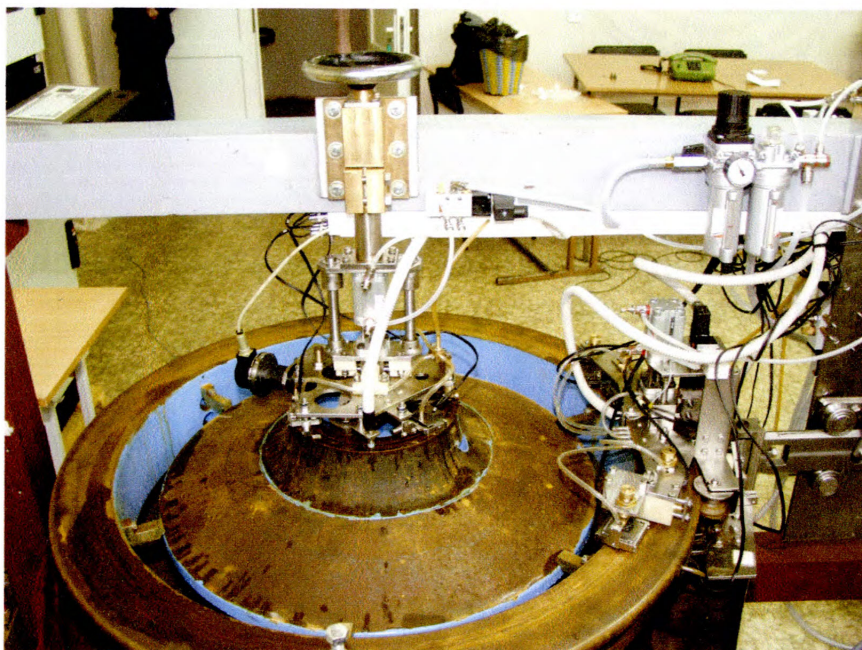


Рис. И2.  
Контрольное колесо  
на испытательном  
стенде. Блок  
акустических  
преобразователей.

Параметры искусственных отражателей

№ п/п	H	h	d	№ п/п	H	h	d
1	5		2	18		10	2
2	5		2	19	10		2
3	5		2	20	30		2
4	5		2	21		10	2
5	5		2	22	10		2
6	60		2	23	30		2
7	60		2	24		10	2
8	60		2	25	10		3
9	60		2	26	10		3
10	60		2	27	10		3
11	120		2	28	100		3
12	120		2	29	100		3
13	120		2	30	100		3
14	120		2	31		10	3
15	120		2	32		10	3
16	10		2	33		10	3
17	30		2				

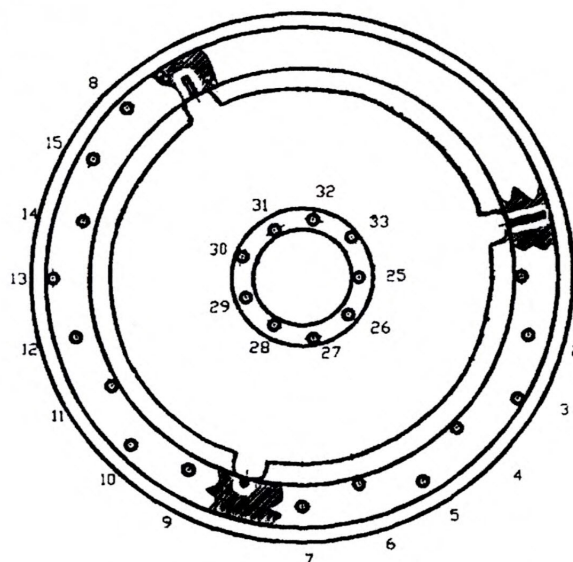


Рис. И3. Карта расположения  
искусственных отражателей на  
контрольном колесе.



УТВЕРЖДАЮ:



Главный инженер ОАО «НТЗ»

*G. N. Poleskiy*  
Г. Н. Польский

*01* 2005 г.

## АКТ

### Внедрения системы автоматизированного ультразвукового контроля железнодорожных колёс

г. Днепропетровск

14 января 2005 года

Система автоматизированного ультразвукового контроля железнодорожных колёс в соответствии с РД 32.144-2000, разработанная и изготовленная НПФ «Ультракон-Сервис» под руководством и при участии Луценко Геннадия Геннадьевича, внедрена на ОАО «Нижнеднепровский трубопрокатный завод» в декабре 2003 года и применяется для контроля вагонных колёс процессе их производства. За период с декабря 2003 года по настоящее время с помощью системы произведён неразрушающий контроль 58 204 вагонных колёс, выявлено 1337 дефектов.

Опыт эксплуатации системы автоматизированного ультразвукового контроля железнодорожных колёс указывает на её высокую надёжность и эффективность.

Начальник Управления по качеству  
ОАО «НТЗ»

В. П. Турбар

Начальник ОСНК ОАО «НТЗ»

А. П. Тимощенко