

Витебский государственный технологический университет

УДК 620.179

**ФОРМИРОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ
ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ПОДПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В
ОБЪЕКТАХ С ГАЛТЕЛЬНЫМИ ПЕРЕХОДАМИ**

А.Р. Баев, М.В. Асадчая, К.А. Филиппов

Для значительного числа объектов тепловой энергетики, химического машиностроения и других отраслей промышленности характерно наличие таких геометрических элементов, как различные выступы, радиусные переходы

сопрягаемых поверхностей (валы, корневая часть лопаток турбин, усиление сварных швов) и т.п. В силу специфики работы такого оборудования, те области объекта контроля, где происходит резкое изменение формы и размеров поперечного сечения, являются концентраторами напряжений σ_{ik} , а, следовательно, повышается вероятность возникновения в этих областях трещин. Достаточно часто также стоит задача контроля пространственной области изделия, расположенной за радиусным (галтельным) переходом, на наличие в ней дефектов. Ниже представлены результаты исследования акустического тракта ультразвукового дефектоскопа применительно к использованию пьезоэлектрических преобразователей (ПЭП) подповерхностных поперечных вертикально поляризованных (STV) волн для контроля объектов с выступом и радиусным переходом. Как известно [1], STV-волны обладают высокой чувствительностью к вертикально ориентированным плоским дефектам.

Теоретический анализ акустического тракта.

Рассмотрим ситуацию, когда при падении акустического пучка из призмы ПЭП на границу раздела сред под вторым критическим углом в объекте с прямоугольным выступом и галтельным переходом радиуса R возбуждается STV-волна (рисунок 1). Акустические поля источников подповерхностных волн имеют сложную

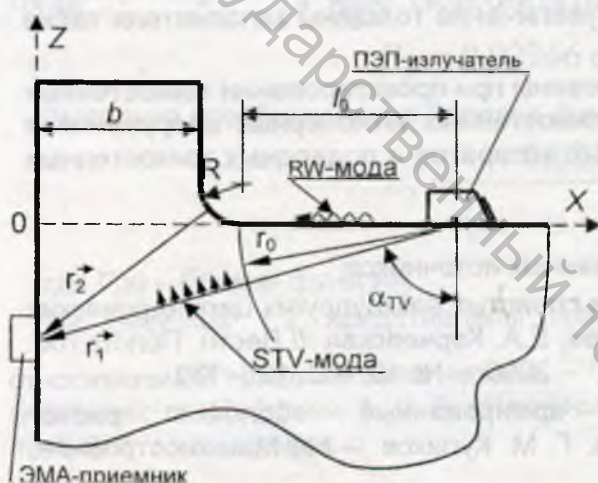


Рисунок 1 – Схема формирования акустического поля в объеме выступа

структуру [1]: часть энергии волны переносится вдоль свободной границы твердого тела со скоростью, совпадающей со скоростью объемной моды той же поляризации. Кроме того, распространение подповерхностных волн сопровождается излучением боковых (или вытекающих) волн в контактирующую среду и генерацией «сопутствующих» мод, в том числе волны Рэлея (RW) [2,3], амплитуда которой более чем на порядок превосходит амплитуду основной STV-моды в окрестности граничной поверхности $z=0$ [1].

Рэлеевская волна, проходя по участку криволинейной поверхности $r_0 \leq x \leq r_0 + R$, трансформируется во вторичную объемную поперечную волну (TV), излучаемую в объем выступа. В результате поле $\Phi(\phi)$ в объеме выступа представляет собой суперпозицию полей основной моды (STV) $\Phi_T(\phi)$ и вторичной поперечной моды $\Phi_{RT}(\phi)$: $\Phi(\phi) = \Phi_T(\phi) + \Phi_{RT}(\phi)$ (в [2] аналогичный результат был установлен для случая $R=0$). Таким образом, криволинейный участок поверхности можно рассматривать в качестве вторичного источника трансформированных волн.

Коэффициент преобразования рэлеевской волны в поперечную зависит от безразмерного радиуса галтели $R' = R/\lambda_R$, где λ_R – длина волны Рэлея. Выражение для коэффициента преобразования по амплитуде может быть представлено в виде:

$$K_{RT} = P_{RT} / P_{R0} = 1 - K_p - K_{ref} - K_{et}, \quad (1)$$

где P_{RT} – амплитуда поперечной волны после преобразования;

P_{R0} – амплитуда рэлеевской волны на входе радиусного перехода;

K_p и K_{ref} – соответственно коэффициенты прохождения и отражения рэлеевской волны на галтельном переходе;

K_{et} – другие потери на преобразование.

Как известно [3], прохождение поверхностной волной криволинейного участка поверхности сопровождается потерей её энергии на вытекающие волны. Пусть $K_p(\varphi R')$ – функция прохождения волны Рэлея через галтельный переход, а амплитуда волны $P_R = P_{R0} K_p$. Предположим, что изменение P_R связано с переизлучением энергии в другие моды, причём $\frac{dP_R}{d(\varphi R')} \propto P_{RT}$. Тогда, если положить $P_R \sim \exp(-\gamma_0 R' \varphi)$, то выражение для P_{RT} примет вид:

$$P_{RT} \propto \left(\gamma_0 + \frac{d\gamma_0}{d(\varphi R')} \varphi R' \right) P_R, \quad (2)$$

где γ_0 – коэффициент ослабления амплитуды волны при прохождении галтельного перехода на пути, равном λ_R , зависящий в общем случае от радиуса галтели и угла наблюдения φ .

В случае, если $R' \rightarrow \infty$, то в отсутствие дополнительных процессов $P_R \rightarrow P_{R0}$, а $K_{RT}, P_{RT} \rightarrow 0$. То есть с увеличением радиуса галтельного перехода удельная диссипация энергии волны Рэлея должна уменьшаться. При этом расширяется область, занятая "вторичными источниками" поперечной волны при трансформации волн по схеме $RW \rightarrow TV$, и увеличивается разность между фазами волны на входе и выходе из галтельного перехода. С уменьшением радиуса R' амплитуда P_R также уменьшается, принимая для $R'=0$ некоторое минимальное значение $P_{R0} K_p(0)$. В отношении P_{RT} вопрос остается открытым, поскольку, как следует из постановки задачи (рисунок 1), должна уменьшиться и пространственная область переизлучения (или эффективная апертура) вторичной поперечной моды. Следует отметить, что получить расчётным путем коэффициент K_{RT} затруднительно, поэтому требуется экспериментальный подход.

В силу преимущественной локализации энергии рэлеевской волны в приповерхностном слое толщиной $h \approx \lambda_R$ и её слабой расходимости, коэффициент преобразования K_{RT} , а также "эффективная апертура" источника вторичных волн и его диаграмма направленности (поле излучения) Φ_{RT} слабо зависят от положения ПЭП при его перемещениях вдоль оси x . (Лишь в дальней зоне амплитуда волны Рэлея $P_R \sim x^{-n}$, где $n \approx 0,5$.) Что касается амплитуды первичной (объёмной) STV-моды, то по мере отдаления от выступа она претерпевает существенные изменения, и в дальней зоне $P_T \sim r^{-1}$. Формируемое же в объёме выступа результирующее акустическое поле как суперпозиция прямой STV-волны и трансформированной из волны Рэлея TV-волны зависит не только от соотношения их амплитуд, но и от фазового сдвига между ними $\Delta\Psi_{SR}$. Оценим $\Delta\Psi_{SR}$ как разность набега фаз STV-моды (Ψ_{STV}) и рэлеевской моды (Ψ_R) на пути l_0 – от точки выхода до галтельного перехода:

$$\Delta\Psi_{SR} = \Delta\Psi_{tr} + \Delta\Psi_{RT} + \Psi_{ST} - \Psi_R + \Delta\Psi_R; \quad (3)$$

$$\Psi_{ST} = 2\pi \frac{r_0}{\lambda_T}; \quad \Psi_R = 2\pi \frac{r_0}{\lambda_R}; \quad \Delta\Psi_R \approx R \left(\frac{\varphi}{\lambda_R} - \frac{\sin \varphi}{\lambda_T} \right),$$

где $\Delta\Psi_{tr}$ – разность фаз между возбуждаемыми на границе ПЭП – твёрдое тело STV и RW модами;

$\Delta\Psi_{RT}$ – возможный дополнительный сдвиг фазы волны при трансформации её на галтельном переходе;

Ψ_{ST} и Ψ_R – набеги фазы поперечной и рэлеевской волн соответственно на участке пути от точки выхода луча $x=0$ до начала галтельного перехода $x=r_0=l_0$;

$\Delta\Psi_R$ – фазовый сдвиг, обусловленный прохождением волной Рэлея галтельного перехода;

λ_T – длина волны поперечных колебаний.

Как показывает эксперимент, $\Delta\Psi_{SR}$ оказывает доминирующее влияние на формирование результирующего поля.

Приведенные рассуждения были положены в основу расчетной модели, где общее поле представлено в виде суперпозиции полей источников прямой и трансформированной поперечных мод. Источник поля трансформированных волн P_{RT} считался локализованным в достаточно малой области в окрестности координаты $x \approx l_0 = r_0$, так что фазовым сдвигом между элементарными источниками можно пренебречь. Второй источник P_{STV} является "рассредоточенным" в некоторой области пространства в окрестности углового максимума основной моды α_m на расстоянии от ПЭП $r=r_0$, т.е. до начала "дифракционного расхождения" волны. Апертура этого источника $2a$ определялась как угловое раскрытие основного лепестка поля STV-моды (полученного в отсутствие выступа) на уровне 6 дБ. Функции направленности обоих источников определены экспериментально. Дополнительно при расчете результирующего поля учитывался импульсный характер сигналов, для чего вводилось ограничение: предполагалось, что в заданной точке пространства B складываются поля только тех источников $\vec{r}_{iB}$, для которых временной сдвиг между собой не превышает величины $\Delta\tau = m_0 v^{-1}$, где $m_0 = 4$, v – частота колебаний. Некоторые результаты численных расчетов акустического поля в объеме выступа для различных расстояний l_0 и их сравнение с опытными данными представлены ниже.

Для проведения экспериментальных исследований были изготовлены стальные образцы, имеющие выступы с разным радиусом галтельного перехода в диапазоне $R' = 0 \div 10$. Расстояние от координаты начала радиусного перехода l_0 до задней стенки выступа, с которой производится прием колебаний формируемого в объеме выступа акустического поля ПЭП, равно $R+b=50$ мм. Методические пояснения к проведению исследований приведены на рисунках 2-5. Изучается влияние частоты ПЭП ν , радиуса галтельного перехода R , моды волны и расстояния ПЭП до выступа l_0 на конфигурацию формируемого поля. Поверхностные и подповерхностные волны в образцах возбуждаются с помощью наклонных призматических преобразователей, работающих на частотах 1-4 МГц.

Экспериментальное исследование распространения и трансформации на выступе волны Рэлея.

На рисунках 2 и 3 представлены основные результаты исследований акустического поля поперечной волны, формируемого в результате трансформации на выступе рэлеевской волны, когда излучателем служит ПЭП рэлеевских волн. Установлено, что если безразмерный радиус галтельного перехода достаточно мал ($R' \ll 1$), то максимумы поля излучения трансформированных TV-волн располагаются несколько ниже поверхности контактной плоскости $z = 0$ (рисунок 2). Для диапазона частот волны $\nu = 1-4$ МГц угловое положение максимумов (для фиксированной ширины выступа) неизменно и локализовано в диапазоне $\alpha \approx 85-87^\circ$.

Особенность формируемого в результате трансформации на выступе поля поперечной волны заключается в том, что ширина ϑ основного лепестка поля $P_A(\alpha)$, взятая на уровне 6 дБ, в частотном диапазоне 1-4 МГц уменьшается не более чем в 1,7 раза. В то же время для обычных ПЭП объемных волн параметр $\vartheta \sim \lambda/a$, так что в указанном частотном диапазоне следовало бы ожидать уменьшения ϑ в четыре раза.

По данным оценочных расчётов, эффективная апертура вторичного источника трансформированной TV-волны на частоте 1 МГц составляет $\sim 3,5 \div 4$ мм, то есть $\sim (1,1 \div 1,3) \lambda_R$, а на частоте 4 МГц апертура $\sim 2,1 \div 2,2$ мм, то есть $\sim 3 \lambda_R$.

Если же радиус галтели $R' > 2 \div 3$, то с дальнейшим его увеличением наблюдается заметное изменение формы зависимости $P_{RT}(\alpha)$ (при минимальном расстоянии до выступа). Как видно из рисунка 3, с увеличением R' основной лепесток

расширяется, а его угловой максимум сдвигается до значений $\alpha_m \approx 93 \div 94^\circ$. Увеличение R' сопровождается некоторым уменьшением амплитуды трансформированной TV-моды, причем в диапазоне $R' = (0 \div 12)$ это изменение составляет всего 6-7 дБ. Из полученных экспериментальных данных следует, что коэффициент преобразования (трансформации) мод $RW \rightarrow TV$ (и обратно) достаточно высок, чтобы использовать этот эффект для некоторых акустических измерений. Таким образом, с уменьшением радиуса галтельного перехода возрастает интенсивность

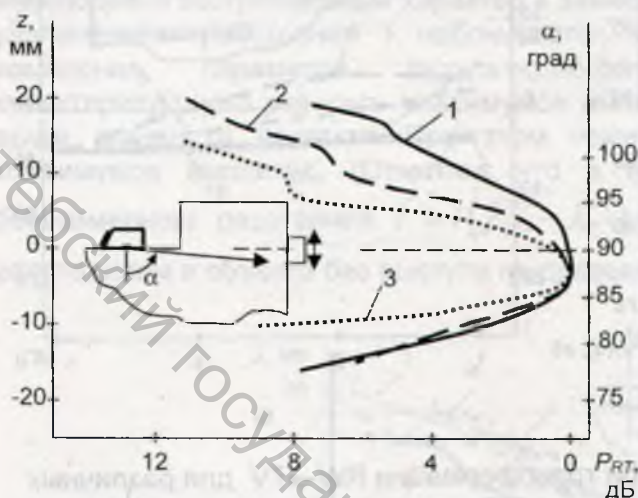


Рисунок 2 – Поле излучения TV-моды при трансформации $RW \rightarrow TV$ на выступе с радиусом галтельного перехода $R=0$; частота волны ν , МГц = 1 (1); 1,8 (2); 4 (3)

излучения "вторичного источника" TV-моды, и выражение
$$I_{\pi/2} = \int_0^{\pi/2} P_{RT} r d\varphi,$$

характеризующее излучающую способность "вторичного источника", принимает максимальное значение при $R' \rightarrow 0$. Что касается коэффициента K_p прохождения RW-моды, то в диапазоне $R' = (0 \div \infty)$ он возрастает на 12-13 дБ, что согласуется с данными численного расчёта [3].

При достаточно малом радиусе галтельного перехода ($R' \ll 1$) ширина акустического пучка в окрестности радиусного перехода может быть представлена формально в виде суммы двух весовых комплексных коэффициентов, умноженных на λ_R : $2a_R = (a_{1R} + a_{2R})\lambda_R$, где a_{iR} - части апертуры вторичного источника TV-моды: верхней половины (a_{1R}) и нижней (a_{2R}). Как следует из данных экспериментов, если $R \rightarrow 0$, то $a_{2R} > a_{1R}$, и эффективный центр вторичного излучателя лежит ниже плоскости контактной поверхности. С увеличением же R возрастает поток энергии RW-моды, который по мере прохождения галтельного перехода трансформируется в TV-моду в объеме, лежащем выше плоскости $z = 0$. То есть, наряду с некоторым уменьшением интенсивности вторичного излучателя будет увеличиваться его апертура (за счет a_{1R}).

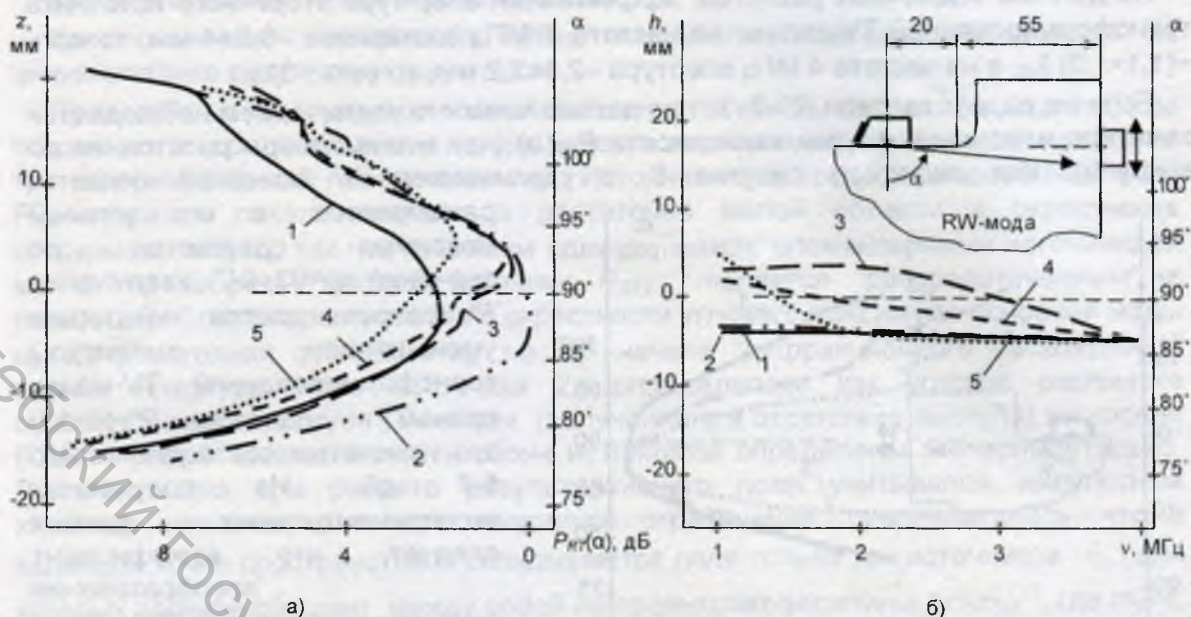


Рисунок 3 - Поле излучения TV-моды при трансформации RW→TV для различных радиусов галтельного перехода на частоте $\nu=1$ МГц (а) и положение максимума TV-моды в зависимости от частоты волны (б); R , мм = 0 (1); 1,5 (2); 3 (3); 6 (4); 9 (5)

При проведении исследований также впервые установлено, что в результате трансформации RW-волны на выступе наряду с поперечной модой генерируется и продольная мода, поле которой имеет значительно большую (почти в два раза) угловую ширину, чем поле поперечной моды. Наблюдаемое расхождение угловой ширины полей трансформированных мод становится понятным, если учесть, что длина волны продольной моды почти в 2 раза больше поперечной, а ширина диаграммы направленности источников с одной и той же апертурой $\sim \lambda_{L,T}$. Амплитуда наблюдаемого акустического сигнала на 35-40 дБ меньше, чем для поперечной моды, но максимум поля лежит несколько выше плоскости $z=0$.

Экспериментальное исследование акустического поля преобразователя STV-волны.

Данные исследования поля преобразователя STV-волн в объектах с выступом и галтельным переходом в зависимости от координаты x положения ПЭП и радиуса галтели R приведены на рисунках 4-5.

Как установлено, при $R' \leq 10$ зависимости $P_A(\alpha)$ или $P_A(z)$, характеризующие поле излучения ПЭП, имеют два характерных максимума – выше $(P_B)_{\max}$ и ниже $(P_H)_{\max}$ контактной плоскости $z=0$ (рисунок 4). Параметр $\zeta_{BH} = P_B/P_H$ является функцией радиуса R' , частоты волны ν и координаты положения ПЭП x . Следует отметить, что изменение амплитуды верхнего максимума $P_B(R')$ качественно хорошо коррелирует с изменением (но с обратным знаком) амплитуды поверхностной волны $P_{AR}(R')$, прошедшей через галтельный переход. При достаточно большом R' наблюдается существенное уменьшение амплитуды P_B , при этом коэффициенты трансформации RW→TV и коэффициент отражения RW малы.

На рисунке 5 представлены данные сравнения экспериментальных данных и расчётных, выполненных согласно разработанной модели (рисунок 1). Приведенные зависимости показывают, как изменяются параметры результирующего акустического поля при изменении положения ПЭП относительно выступа, что, естественно, сопровождается изменением сдвига фаз между двумя источниками TV-моды. Как видно, расчётная и опытная кривые имеют явно выраженный экстремальный характер в зависимости от расстояния l до выступа. С увеличением расстояния l наблюдаются характерные (и весьма значимые) изменения параметра результирующего поля $\Delta P_H = (P_B)_{\max} - (P_H)_{\max}$, характеризующего разность максимумов амплитуды поля, расположенных ниже и выше плоскости контакта. При этом изменяется и угловое положение этих максимумов амплитуд. (Отметим, что в исследованном диапазоне значений безразмерного расстояния $l' = l(\lambda_R^{-1} - \lambda_T^{-1}) \approx 0,5 \div 2$ ослабление волны STV с расстоянием в объекте без выступа не превышает 2-3 дБ).

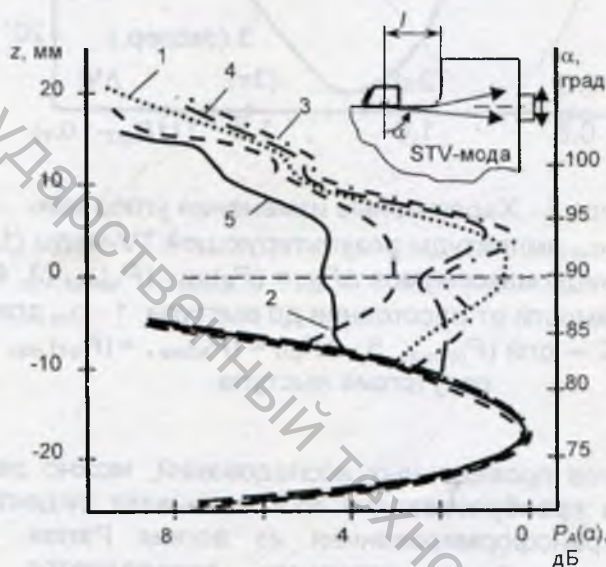


Рисунок 4 - Результирующее поле излучения ПЭП STV-волн для разных радиусов галтельного перехода. Радиус галтели $R' = R/\lambda_R = 0$ (1); 0,5 (2); 1 (3); 2 (4); 3 (5)

Как видно, изменение положения ПЭП на объекте в диапазоне $l' \approx (0,4 \div 1,3)$, соответствующем сдвигу фазы волны между вторичным и первичным источником TV-моды $\Delta\psi \approx \pi$, сопровождается уменьшением величины ΔP_{BH} на $\sim 10 \div 11$ дБ. С дальнейшим ростом l' (или $\Delta\psi$) взаимодействие между полями этих импульсных источников в исследуемой зоне ослабевает. В особенности, это касается области $z < 0$, где уже при $l' \geq 1,6$ угол α_m практически не изменяется, а зависимость $P_{AT}(l')$ подобна зависимости, полученной в отсутствие выступа. Таким образом, данные расчёта согласно предложенной теоретической модели качественно неплохо передают характерные изменения параметров акустического поля, формируемого в объеме выступа, в зависимости от положения ПЭП.

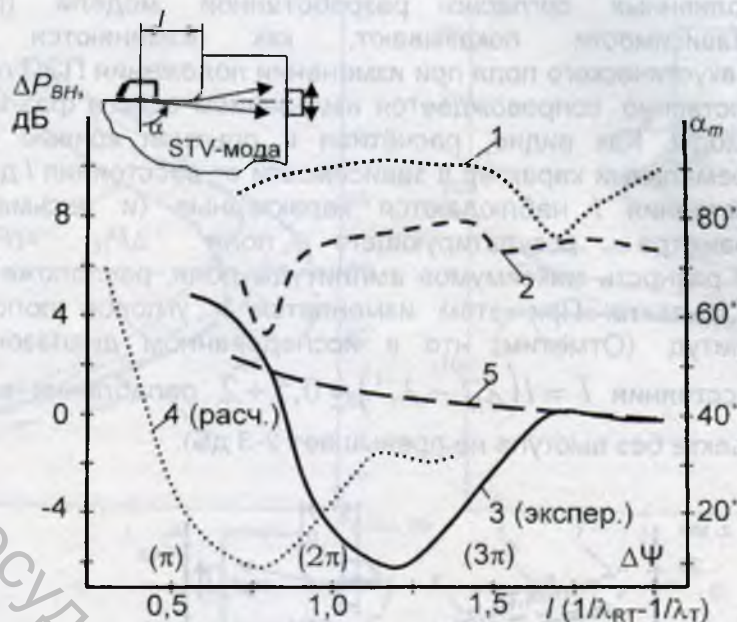


Рисунок 5 - Характерные изменения углов максимума α_m амплитуды результирующей TV-моды (1, 2) и разницы максимумов $\Delta P_{BH} = (P_B)_{\max} - (P_H)_{\max}$ (3, 4) в зависимости от расстояния до выступа: 1 - α_m для $(P_B)_{\max}$, 2 - для $(P_H)_{\max}$, 5 - $\Delta P_{BH} = (P_H)_{\max} - (P_{AT})_{\max}$ в отсутствие выступа

Исходя из результатов проведенных исследований, можно заключить, что на поле излучения-приема преобразователя STV оказывает существенное влияние вторичная TV-мода, трансформированная из волны Рэлея. В результате параметры акустического поля, которыми определяется надежность и достоверность контроля, зависят от многих факторов и в общем случае не могут быть точно определены. Потому во многих случаях целесообразно «гасить» волну Рэлея путем создания на поверхности, расположенной между призмой ПЭП и выступом, акустической нагрузки – слоя контактной среды. Однако эффективность предлагаемого способа зависит от длины зоны демпфирования RW-волны, поскольку амплитуда волны Рэлея $P_A \propto \exp(-\delta \tilde{o})$ и уменьшается в e раз на расстоянии $\tilde{o} \approx 10\lambda_R$ при распространении вдоль границы с жидкостью.

Список использованных источников

1. Баев, А.Р. Особенности возбуждения и распространения продольных и поперечных волн в твердых телах. Часть 1. Волны в объектах с плоской свободной границей / А.Р. Баев, М.В. Асадчая // Дефектоскопия. – 2005. - №9. – с.19-31.
2. Баев, А.Р. Особенности возбуждения и распространения продольных и поперечных волн в твердых телах. Часть 2. Влияние некоторых граничных условий на формирование акустического поля / А.Р. Баев, М.В. Асадчая // Дефектоскопия. – 2005. - №9. – с.32-43.
3. Викторov, И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах / И.А. Викторov. – М.: Наука, 1981. – 288 с.

SUMMARY

The results of theoretical analysis and experimental investigation of acoustical path of ultrasonic flaw detector to subsurface vertically polarized wave transducer, using for detection of the vertically directed plane flaws with low reflection ability in objects with projection and fillet transition have been obtained. Influence of the fillet transition radius, wave frequency (1-4 MHz), transducer position nearly the projection on its acoustic field in the projection volume have been studied.

Витебский государственный технологический университет