

УДК 534.232.082.744

## Математическое моделирование процесса регистрации ультразвуковых волн в стальном металлопрокате преобразователем электромагнитного типа. Часть 1

Г.М. Сучков<sup>1</sup>, д-р техн. наук, М.И. Романюк<sup>2</sup>, О.Н. Петрищев<sup>2</sup>, д-р техн. наук, С.В. Хащина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный Технический Университет «Харьковский Политехнический Институт», ул. Фрунзе, 21, г. Харьков, 61002, Украина.

<sup>2</sup>Национальный Технический Университет Украины «Киевский Политехнический Институт», ул. Политехническая, 16, корпус 12, г. Киев, 03056, Украина.

Рассмотрен принцип и метод расчета ультразвуковых преобразователей электромагнитного типа (ЭМАП) в режиме приема упругих волн для неразрушающего контроля поверхности стального металлопроката. Найдены аналитические выражения для электромагнитного способа регистрации ультразвуковых волн в ферромагнитных металлах, используя теорему о наведенном магнитном потоке.

Дана оценка влияния размеров электрического контура приемника переменного магнитного поля на эффективность приема упругих волн электромагнитным способом. Проанализирована зависимость частотной характеристики катушки приемника от толщины укладки витков. Все полученные решения позволяют исключить влияние ЭМАП на формирование окончательного результата обнаружения дефекта на поверхности металлопроката, то есть исключить систематические погрешности, что вносятся измерителем. Библ.32, рис. 3.

**Ключевые слова:** электромагнитно-акустический преобразователь (ЭМАП), теорема о наведенном магнитном потоке, режим регистрации, стальной металлопрокат.

### Введение

В связи с возрастающей потребностью производить металлопродукцию с наиболее совершенными характеристиками, современное производство металлопроката требует все более эффективных методов и средств контроля качества его поверхности.

Появляется необходимость разрабатывать универсальные и перспективные методы и средства диагностики поверхности металлопроката. К ним можно отнести непрерывно развивающиеся акустические методы и, в частности, обладающий рядом достоинств, электромагнитно-акустический (ЭМА) метод [23].

Для оптимизации работы ЭМА преобразователей необходимо развивать, прежде всего, аналитические исследования, так как их работа зависит от большого числа параметров, экспериментальное определение которых является весьма непростым и дорогостоящим делом.

Не будет большим преувеличением, если сказать, что идеология и общее направление исследований в области теории электромагнитного способа возбуждения и приема ультразвуковых волн в металлах в семидесятых годах прошлого века определяли работы С. Н. Шубаева и Ю. М. Шкарлета. Работы [30, 31, 31] вне всякого сомнения, являлись на то время первым глубоко осмысленным и правильным шагом в сторону создания практически значимой теории ультразвуковых преобразователей электромагнитного типа в режиме приема упругих волн. Но это был лишь первый шаг. Авторы определили напряженность электрического поля рассеяния, которое излучается в пространство деформируемыми в присутствии постоянного магнитного поля объемами металла, через векторный потенциал  $\vec{A}$  электромагнитного поля. Векторный потенциал  $\vec{A}$  вводился стандартным образом  $\vec{B} = \text{rot}\vec{A}$ , где  $\vec{B}$  – магнитная индукция поля рассеяния. Так как  $\text{rot}\vec{E} = -\partial\vec{B}/\partial t$ , то  $\vec{E} = -\partial\vec{A}/\partial t$ . После этого определения они пишут (третий абзац сверху на стр. 65 в статье [30]): «По значению  $E$ , найденному для воздушной среды можно далее определить э.д.с.  $\dot{E}$ , наводимую в произвольном тонком проводнике  $\ell$  (в катушке датчика), согласно выражению

$$\dot{E} = \int_{\ell} \vec{E} \cdot d\vec{\ell} \gg$$

Записанный выше контурный интеграл и является главным результатом «общих закономерностей электромагнитного метода приема волн Рэлея и Лэмба». Данный интеграл можно обсуждать применительно к случаю прямолинейного, или, вообще говоря, незамкнутого про-

водников, но он полностью теряет смысл для витка провода. Концы проводника при этом находятся практически в одной точке пространства и в квазистатическом случае интеграл по замкнутому контуру должен быть равен нулю. Но на самом деле именно виток является основным элементом электрического контура преобразователя-приемника электромагнитного типа. Общеизвестно, что электродвижущая сила на клеммах витка провода  $\dot{E} = -\partial\Phi/\partial t$ , где  $\Phi$  – поток магнитной индукции переменного магнитного поля, которое пронизывает площадку, ограниченную витком. Таким образом, записанный в качестве общего вывода контурный интеграл имеет, в лучшем случае, характер частного результата. На это обстоятельство авторы работ [30, 31, 32] не обратили должного внимания. В работе [32], где они обсуждали результаты расчетов электродвижущей силы, которая наводится в различных по форме электрических контурах приемников ультразвуковых волн, они пришли к выводу, что «при неограниченном увеличении радиуса витка  $R$  максимальные значения  $E_{окр} <э.д.с. окружности>$  растут пропорционально  $\sqrt{R}$ ». Это была последняя строка текста статьи [32], которая фактически противоречит физическому смыслу решаемой задачи и существенно понижает рейтинг первых двух статей этого цикла.

Еще одна особенность работы [32] заключается в том, что при обсуждении приема ультразвуковых волн датчиками различной формы ни разу не было выделено в особую тему исследование влияния размеров элементов датчиков на эффективность приема ультразвуковой волны в определенном диапазоне частот.

Основным недостатком работ [30, 31, 32] является неправильное определение механизма взаимодействия квазистационарного электромагнитного поля с электрическим контуром приемника ультразвуковых волн. Тем более что правильный ответ на это содержится в самой терминологии, которой пользовались авторы. В названии всех трех статей есть словосочетание «электромагнитный метод». Стало быть, и взаимодействие должно быть не электрическим, но электромагнитным.

Вместе с тем, позитивное значение работ [30, 31, 32] заключается в том, что они были и остаются единственными работами того периода, в которых предпринята попытка математического моделирования приема ультразвуковых волн преобразователями различной конструкции, эти теоретические исследования все-таки были нацелены на разрешение практически

значимых вопросов. Чего нельзя сказать о работах, где исследуются «закономерности и механизмы электромагнитно-акустического преобразования». К числу таких работ можно отнести статью [19] и многочисленные статьи Комарова В.А. Доказательством тому может служить статья [20], опубликованная в журнале «Дефектоскопия» за март месяц 2004 г.

Следует заметить, что в подавляющем числе случаев авторы статей теоретического плана ставят себе целью исследование физических аспектов (как они пишут – механизмов) электромагнитного преобразования в металлах. Это выглядит довольно странным на фоне того неоспоримого факта, что эти вопросы с исчерпывающей полнотой разрешены в соответствующих физических науках. На самом деле, основной целью теоретиков электромагнитного метода возбуждения и приема ультразвуковых волн является определение эффективности возбуждения (приема) заданного типа ультразвуковых волн в заданном диапазоне частот в зависимости от конструкции преобразователя и значения геометрических и физико-механических параметров элементов этой конструкции.

Тем не менее, в обзоре [13], датированным 1981 годом, по этому поводу написано следующее (третий абзац сверху на стр. 11):

«Подводя итог состоянию теории регистрации ультразвука ЭМА методом, следует отметить, что наименее разработана теория регистрации упругих волн в ферромагнитных материалах. Имеющиеся теоретические работы практически не позволяют осуществить количественные расчеты, поскольку не учитывают нелинейных свойств ферромагнитных материалов, зависимостей электромагнитных свойств от химического состава, величины постоянного и переменного магнитных полей, недостаточно изучены механизмы возникновения магнитоупругих токов в различных ситуациях при контроле ферромагнитных материалов».

Эта цитата в достаточной мере подтверждает то, что теория электромагнитного приема упругих волн в металлах не нацелена на разработку и исследование частотных характеристик различных конструкций преобразователей, т. е. на создание математических моделей, которые должны использоваться в процессе проектирования и разработки новых устройств ультразвукового неразрушающего контроля.

В более современном обзоре, посвященном ЭМА дефектоскопии материалов и изделий [26] сформулирована научно-техническая проблема как отсутствие эффективно работающих приборов для ЭМА дефектоскопии, не смотря на

большое количество разработок и исследований в этом направлении.

Следует отметить, что большинство исследований несут преимущественно эмпирический характер, появляется большое количество экспериментальных установок, методик и средств контроля поверхности металлопроката бесконтактным электромагнитным способом [1, 12, 14, 18, 27, 28]. Также экспериментальным образом в [16] авторы пытались установить зависимость характеристик звука от конкретных параметров преобразователей. Но следует помнить, что чистота эксперимента зависит от множества параметров измерительной системы, включая и конструктивные особенности самого преобразователя. Большую часть этих влияний можно исключить, учитывая основные закономерности физики ЭМА метода и предварительно решив задачу моделирования процессов регистрации ультразвуковых волн. Все это говорит о необходимости дальше развивать и совершенствовать теорию ЭМАП, учитывающую все физические процессы, происходящие при осуществлении дефектологических исследований стального листового проката.

Все описанные выше проблемы и их решения нашли отражение также в работах зарубежных исследователей.

В начале 90-х годов прошлого века широкое распространение получили численные методы моделирования ЭМАП, такие как метод конечных разностей и метод конечных элементов [2 – 7]. Однако этот теоретический анализ не был всеобъемлющим и последовательным, с подходящим аналитическим решением, результаты так и не были подтверждены экспериментами.

В работе [10] было представлено полное аналитическое описание плоской зигзагообразной катушки ЭМАП. Дана детальная интерпретация магнитострикционного эффекта, как при излучении, так и при приеме ультразвуковых волн. Главная особенность [10] – это утверждение о том, что магнитострикционные эффекты есть доминирующими, при оценке механизмов регистрации упругих колебаний в ферромагнитных металлах. Эта модель была лишь качественно оценена, оставляя вопрос о реальной важности внутренних механизмов преобразования не полностью освещенным.

Среди современных отечественных и зарубежных авторов сложно выделить работы, которые в полной мере могли аналитически описать все необходимые для проектирования ЭМАП процессы. В основном в работах перечисляются экспериментальные данные, даны численные характеристики и отсутствуют выво-

ды с рекомендациями по совершенствованию конструктивных параметров.

К этому остается добавить еще то, что теорема Шокли-Рамо [17], которая стала достоянием научной общественности в конце тридцатых годов прошлого века, является достаточно мощной и продуктивной теоретической основой для расчета взаимодействия электромагнитного поля, созданного пространственно-развитыми источниками, с электрическим контуром приемника электромагнитного типа. Именно на этой основе получена формула для наведенного магнитного потока, которая приводится без всяких доказательств в короткой заметке Дж. Маллинсона [8], опубликованной в рубрике «Сообщения» американского журнала прикладной физики за июнь 1966 г. Принцип взаимности, который следует из теоремы Шокли-Рамо, и о котором упомянул Дж. Маллинсон во втором абзаце текста своей заметки, был использован в работе [9] для расчета количественных характеристик приема упругих волн в полости электромагнитного резонатора. Этот же принцип взаимности, но в виде теоремы о наведенном токе, т. е. в виде формальной записи результата первоначальной версии теоремы Шокли-Рамо, был использован при расчете коэффициента передачи линии задержки на акустических поверхностных волнах [21].

В концептуально обеспечивающих теорию преобразователей фундаментальных науках, т. е. в электродинамике и механике деформируемого твердого тела, имеет необходимая и вполне достаточная база данных, на основе которой возможно успешное развитие теории ультразвуковых преобразователей электромагнитного типа. Вместе с тем приходится констатировать, что до сих пор не создана физически содержательная и практически значимая теория преобразователей электромагнитного типа в режиме регистрации ультразвуковых волн в металлах вообще, и в ферромагнетиках в частности. В настоящей работе излагаются результаты позитивного решения сформулированной выше проблемы.

## **1. Принципы математического моделирования электромагнитного способа регистрации ультразвуковых волн в ферромагнитных металлах**

Как было отмечено выше, теоретической основой математического моделирования процесса регистрации ультразвуковых волн электромагнитным способом в металлах ферромагнитной группы является теорема о наведенном магнитном потоке [24], которая представляет

собой одну из много численных версий теоремы Шокли-Рамо [17]. Математическая формулировка этой теоремы имеет следующий вид

$$\Phi(t) = \frac{\mu_0}{j^{(np)}} \int \int \int_V \vec{M}(x_k, t) \cdot \vec{H}^{(np)}(x_k) dV$$

где  $\Phi(t)$  – изменяющийся во времени (символ  $t$ ) магнитный поток через электрический контур приемника переменного магнитного поля в составе преобразователя электромагнитного типа;  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная проницаемость вакуума;  $V$  – объем ферромагнетика;  $\vec{M}(x_k, t)$  – изменяющаяся во времени и пространстве (символ  $x_k$   $k$ -ой координатной оси) намагниченность ферромагнетика;  $\vec{H}^{(np)}(x_k)$  – вектор напряженности магнитного поля, которое создает электрический контур приемника переменного магнитного поля в вакууме при протекании по нему тока  $j^{(np)}$ .

Если переменная намагниченность  $\vec{M}(x_k, t)$  создается гармоническими ультразвуковыми волнами, т. е. изменяется во времени по гармоническому закону  $e^{i\omega t}$  ( $i = \sqrt{-1}$ ;  $\omega$  – круговая частота), то, очевидно,  $\vec{M}(x_k, t) = \vec{M}(x_k) e^{i\omega t}$  и  $\Phi(t) = \Phi e^{i\omega t}$ , где  $\vec{M}(x_k)$  и  $\Phi$  – амплитудные значения переменной намагниченности и магнитного потока.

Разность электрических потенциалов на выходных клеммах электрического контура приемника переменного магнитного поля в режиме холостого хода определяется фундаментальным законом Фарадея или законом электромагнитной индукции. Для гармонически изменяющейся во времени намагниченности амплитудное значение разности электрических потенциалов  $U_{вых}(\omega)$  в режиме холостого хода определяется следующим образом

$$U_{вых}(\omega) = -i\omega \frac{\mu_0}{j^{(np)}} \int \int \int_V \vec{M}(x_k) \cdot \vec{H}^{(np)}(x_k) dV$$

Выражение (1.2) имеет смысл математической модели процесса регистрации ультразвуковых гармонических волн в металлах ферромагнитной группы преобразователями электромагнитного типа или, как часто говорят, электромагнитным способом.

Практическое использование общего выражения (1.2) предполагает знание пространственно развитых векторов  $\vec{M}(x_k)$  и  $\vec{H}^{(np)}(x_k)$ .

Амплитудное значение  $\vec{M}(x_k)$  гармонически изменяющейся во времени намагниченности

вне зависимости от содержания поляризационных процессов в ферромагнетике определяется следующим образом [29]:

$$M_m(x_k) = \frac{1}{\mu_0} (B_m(x_k) - h_m(x_k)), \quad (1.3)$$

где  $M_m(x_k)$  – амплитуда  $m$ -ого компонента вектора переменной намагниченности;  $B_m(x_k)$  – амплитуда  $m$ -ого компонента вектора гармонически изменяющейся во времени магнитной индукции;  $h_m(x_k)$  – амплитуда  $m$ -ого компонента гармонически изменяющегося во времени вектора напряженности внутреннего магнитного поля, которое возникает из-за поворотов доменов при динамическом деформировании предварительно намагниченного (не до насыщения) ферромагнетика; в формуле (1.3) и во всех последующих записях множитель  $e^{i\omega t}$  записываться не будет и по этой причине выражение (1.3) и последующие записи будут формулироваться в терминах амплитудных значений соответствующих физических величин; словосочетание «амплитудные значения» при описании этих величин будет подразумеваться, но не записываться.

Магнитная индукция  $B_m(x_k)$  определяется законом магнитной поляризации ферромагнетика, который с учетом магнитострикционных эффектов можно записать в следующем виде [15]:

$$B_m(x_k) = m_{pmrs} H_p^0(x_k) \varepsilon_{rs}(x_k) + \mu_{mi}^\varepsilon h_i(x_k), \quad (1.4)$$

где  $m_{pmrs}$  – компонент тензора магнитострикционных констант;  $H_p^0(x_k)$  – компонент вектора напряженности постоянного (не изменяющегося во времени) поля подмагничивания, которое создается источником постоянного магнитного поля в составе преобразователя электромагнитного типа;  $\varepsilon_{rs}(x_k)$  – порожденная ультразвуковой волной, гармонически изменяющаяся во времени, деформация малых объемов ферромагнетика;  $\mu_{mi}^\varepsilon$  – тензор магнитной проницаемости, экспериментально определяемый в режиме постоянства (равенства нулю) упругих деформаций (верхний символ  $\varepsilon$ ).

Для поликристаллических, т. е. изотропных в размагниченном состоянии, ферромагнетиков произвольный компонент тензора магнитострикционных констант  $m_{pmrs}$  определяется через две константы  $m_1$  и  $m_2$  (числовые значения этих констант определяются экспериментально) следующим образом:

$$m_{pmrs} = m_2 \delta_{pm} \delta_{rs} + \frac{m_1 - m_2}{2} (\delta_{pr} \delta_{ms} + \delta_{ps} \delta_{mr}), \quad (1.5)$$

где  $\delta_{pm}, \dots, \delta_{mr}$  – символы Кронекера. Из определения (1.5) следует, что  $m_{pppp} = m_1$ ;  $m_{pprr} = m_2$ ;

$m_{prpr} = m_{pprp} = m_{rppr} = (m_1 - m_2)/2$ . Другие комбинации индексов  $p, m, r$  и  $s$ , которые принимают значения 1, 2 и 3, соответствуют нулевым компонентам тензора магнитострикционных констант. Тензор магнитной проницаемости  $\mu_{mi}^\varepsilon$  для поликристаллических ферромагнетиков имеет диагональную матрицу следующего вида

$$\left| \mu_{mi}^\varepsilon \right| = \begin{vmatrix} \mu_{11}^\varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{22}^\varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{33}^\varepsilon \end{vmatrix}, \quad (1.6)$$

где один из компонентов, определяющий магнитную проницаемость в направлении поля подмагничивания, отличен от двух других, которые равны друг другу по величине.

Вектор напряженности  $\vec{h}(x_k)$  внутреннего магнитного поля удовлетворяет уравнениям Максвелла, которые в пренебрежении токами смещения можно записать следующим образом

$$\varepsilon_{ijk} h_{k,j} = r_{ii} E_i, \quad (1.7)$$

$$\varepsilon_{mpi} E_{i,p} = -i\omega B_m, \quad (1.8)$$

где  $\varepsilon_{ijk}$  – компонент тензора Леви-Чивиты, равный плюс единице, когда индексы  $i, j, k$  образуют четную перестановку чисел 1, 2, 3 (123; 231; 312); равный минус единице, когда индексы  $i, j, k$  образуют нечетную перестановку чисел 1, 2, 3 (132; 321; 213) и равный нулю, когда любые два из трех индексов равны между собой;  $h_k, E_i, B_m$  – амплитуды компонентов векторов напряженности внутреннего магнитного и электрического полей и вектора магнитной индукции; запятая между индексами обозначает процедуру дифференцирования выражения, которое записано до запятой, по координате, индекс которой проставлен после запятой;  $r_{ii}$  – компонент тензора удельной электрической проводимости; матрица этого тензора имеет структуру, подобную матрице (1.6) тензора  $\mu_{ki}^\varepsilon$ .

Определим  $m$ -ый компонент ротора от левой и правой частей уравнения (1.7):

$$\varepsilon_{mpi} \varepsilon_{ijk} h_{k,jp} = r_{ii} \varepsilon_{mpi} E_{i,p}. \quad (1.9)$$

Умножим левую и правую части уравнения (1.8) на удельную электрическую проводимость  $r_{ii}$ , и заменяя левую часть полученного равенства левой частью соотношения (1.9), получаем систему дифференциальных уравнений, реше-

ния которых определяют компоненты вектора напряженности  $\vec{h}(x_k)$  внутреннего магнитного поля

$$\varepsilon_{mpi} \varepsilon_{ijk} h_{k,jp} + i\omega r_{ii} \mu_{mm}^\varepsilon h_m + i\omega r_{ii} m_{pkij} H_p^0 \varepsilon_{ij} = 0 \quad \forall x_k \in V. \quad (1.10)$$

Последнее слагаемое системы уравнений (1.10) считается известным по смыслу постановки задачи об определении динамической намагниченности  $\vec{M}(x_k)$ .

Решение дифференциального уравнения второго порядка содержит, в общем случае, в своем составе две константы. Эти константы позволяют удовлетворить условиям сопряжения магнитных полей на поверхности  $S$  металлического объекта [17]. В общем случае эти условия записываются следующим образом:

$$\varepsilon_{ijk} n_j (h_k - \tilde{H}_k) = 0 \quad \forall x_k \in S, \quad (1.11)$$

$$n_k (m_{pkrs} H_p^0 \varepsilon_{rs} + \mu_{kk}^\varepsilon h_k - \mu_0 \tilde{H}_k) = 0 \quad \forall x_k \in S, \quad (1.12)$$

где  $\vec{n}$  – единичный вектор внешней нормали к поверхности  $S$ ;  $\tilde{H}$  – амплитуда гармонически изменяющегося во времени вектора напряженности магнитного поля рассеяния, которое излучается в пространство механически деформируемым, предварительно намагниченным не до насыщения, ферромагнетиком.

Будем полагать, что ферромагнетик находится в вакууме. При этом компоненты вектора напряженности магнитного поля рассеяния определяются из решения следующей системы дифференциальных уравнений

$$\varepsilon_{mni} \varepsilon_{ijk} \tilde{H}_{k,jn} + k_0^2 \tilde{H}_m = 0 \quad \forall x_k \in V, \quad (1.13)$$

где  $k_0 = \omega/c$  – волновое число электромагнитных волн в вакууме;  $c = 1/\sqrt{\chi_0 \mu_0}$  – скорость распространения электромагнитных волн в вакууме;  $\chi_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Помимо условий (1.11) и (1.12) решения системы уравнений (1.13) должны удовлетворять условиям физической реализуемости процесса, т. е.

$$\lim_{R \rightarrow \infty} (\tilde{H}_k, \tilde{H}_{k,i}) = 0, \quad (1.14)$$

где  $R$  – расстояние от поверхности  $S$  до точки определения характеристик магнитного поля рассеяния. Предельное условие (1.14) имеет простой физический смысл – физически реализуемый источник создает электромагнитное по-

ле конечной мощности, т. е. обращается в нуль на больших расстояниях от источника.

Решение граничной задачи (1.10) – (1.14) позволяет определить компоненты вектора напряженности внутреннего магнитного поля с учетом потерь на вихревые токи в объеме деформируемого металла и потерь, обусловленных излучением электромагнитного поля в окружающее металлический объект пространство. Найденная таким образом величина  $\vec{h}(x_k)$  так дополняет определение (1.4) компонентов вектора магнитной индукции, что вектор магнитной индукции удовлетворяет фундаментальному условию  $\text{div } \vec{B}(x_k) = 0$ , т. е. условию отсутствия магнитных зарядов. Если игнорировать сам факт существования внутреннего магнитного поля с напряженностью  $\vec{h}(x_k)$ , т. е. определять магнитную индукцию первым слагаемым формулы (1.4), то определенный таким образом вектор  $\vec{B}(x_k)$  нельзя называть вектором магнитной индукции, поскольку не выполняется условие отсутствия магнитных зарядов. А это влечет за собой не отвечающее физическому смыслу решаемой задачи определение вектора динамической намагниченности  $\vec{M}(x_k)$  и, как следствие, ошибочное определение разности электрических потенциалов  $U_{\text{вих}}(\omega)$  на выходе преобразователя электромагнитного типа в режиме холостого хода.

Таким образом

$$M_m(x_k) = \frac{1}{\mu_0} m_{pmrs} H_p^0 \varepsilon_{rs} + \left( \frac{\mu_{mm}^\varepsilon}{\mu_0} - 1 \right) h_m. \quad (1.15)$$

В дальнейшем изложении будет показано, что конструкция выражения (1.15) для расчета амплитудных значений  $M_m(x_k)$  компонентов вектора динамической намагниченности деформируемого ферромагнетика практически полностью определяет процедуру расчета компонентов  $\vec{H}^{(np)}(x_k)$  вектора напряженности магнитного поля, которое создается электрическим контуром приемника переменного магнитного поля в вакууме.

## 2. Методика расчета разности электрических потенциалов на выходе преобразователя электромагнитного типа в режиме регистрации плоских ультразвуковых волн

Рассмотрим одну из типичных для неразрушающего контроля листового проката ситуацию, когда в металлическом листе (позиция 2 на

рис. 2.1,а), ограниченном сверху поверхностью  $x_3 = 0$ , распространяется в сторону увеличения координаты  $x_2$  плоская волна. Говоря иными словами, в ближайшей окрестности координатной оси  $Ox_1$  действует достаточно протяженный (по сравнению с длиной пробега ультразвуковой волны) вдоль этой оси источник внешних сил, который обеспечивает гармонически изменяющиеся во времени по закону  $e^{i\omega t}$  ( $i = \sqrt{-1}$ ,  $\omega$  – круговая частота,  $t$  – время) смещения материальных частиц металлического листа с амплитудами  $u_k(x_3)e^{-i\gamma x_2}$  ( $k = 2,3$ ;  $\gamma = \omega/v_f$  – волновое число распространяющейся волны;  $v_f$  – её фазовая скорость). Все это достаточно полно моделирует линейку излучателей ультразвуковых волн в системах тотального ультразвукового контроля листового металлопроката.

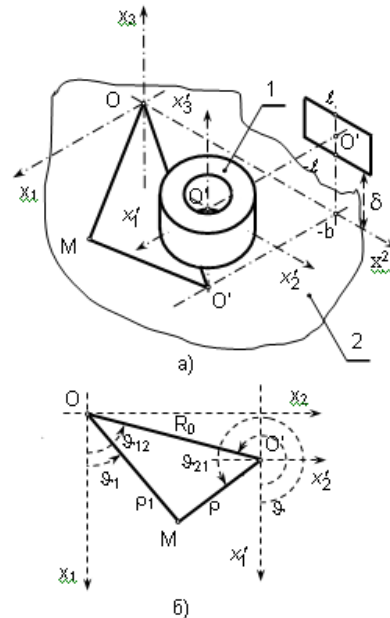


Рис. 2.1. Взаимное расположение источника и приемника (а) ультразвуковых волн и расчетная схема (б) для разложения фазового множителя плоской волны по цилиндрическим функциям

Деформирование ферромагнетика в присутствии постоянного поля подмагничивания сопровождается изменением его намагниченности, т. е. на фоне постоянной намагниченности появляется переменная составляющая  $\vec{M}(x_k)e^{i\omega t}$ . Изменение намагниченности сопровождается перестройкой магнитного поля, которое существует в окружающем ферромагнитный металл пространстве. Переменное магнитное поле пронизывает электрический контур приемника переменного магнитного поля, который является основным элементом любого преобразователя электромагнитного типа, и на выходных клеммах этого контура возникает разность электрических потенциалов.

Таким образом, в режиме приема ультразвуковых волн, распространяющихся в ферромагнетике, поляризованном постоянным магнитным полем  $\vec{H}^0(x_k)$ , реализуется следующая цепочка преобразований

$$\vec{u}(x_k)e^{i\omega t} \Rightarrow \vec{M}(x_k, \omega)e^{i\omega t} \Rightarrow \Phi(\omega)e^{i\omega t} \Rightarrow U_{\text{вых}}(\omega)e^{i\omega t},$$

где символами  $\vec{u}(x_k)$ ,  $\vec{M}(x_k, \omega)$ ,  $\Phi(\omega)$  и  $U_{\text{вых}}(\omega)$  обозначены амплитудные значения вектора смещения материальных частиц деформируемого металла, динамической намагниченности ферромагнетика, потока магнитной индукции через электрический контур приемника переменного магнитного поля и разности электрических потенциалов на его выходе. Приемник переменного магнитного поля (катушка) показана на рис. 2.1 позицией 1 и располагается на расстоянии  $R_0$  от начала координат  $O$ . Источник постоянного магнитного поля, который является обязательным элементом любого преобразователя электромагнитного типа, на рис. 2.1,а не показан.

Амплитудное значение разности электрических потенциалов  $U_{\text{вых}}(\omega)$  на электрическом выходе приемника переменного магнитного поля в режиме холостого хода определяется выражением (1.2), которое в данной ситуации необходимо записать следующим образом

$$U_{\text{вых}}(\omega) = -i\omega \frac{\mu_0}{I^{(np)}} \iiint_V \vec{M}(x_k, \omega) \cdot \vec{H}^{(np)}(\rho, \vartheta, z) dV, \quad (2.1)$$

где  $(\rho, \vartheta, z)$  – координаты цилиндрической системы координат, которая связана с центром катушки.

Очевидно, что вектор  $\vec{M}(x_k, \omega)$  динамической намагниченности, которая формируется бегущими ультразвуковыми волнами, можно представить в следующем виде

$$\vec{M}(x_k, \omega) = \vec{M}(x_3, \omega) e^{-i\gamma x_2}. \quad (2.2)$$

В системе координат  $(\rho, \vartheta, z)$ , связанной с центром катушки (рис. 2.1) выражение (2.1), определяющее разность потенциалов на клеммах катушки, необходимо записать следующим образом

$$U_{\text{вых}}(\omega) = i\omega \frac{\mu_0}{I^{(np)}} \int_{-d}^{-b} dz \int_0^\infty \rho \left[ iM_2(x_3, \omega) H_\rho^{(np)}(\rho, z) \times \right. \quad (2.3)$$

$$\left. \times \Xi_1(\rho, R_0) - M_3(x_3) H_z^{(np)}(\rho, z) \Xi_2(\rho, R_0) \right] d\rho,$$

где  $x_3 = z + b$ ;  $d$  – толщина металлического листа, а функции  $\Xi_k(\rho, R_0)$  ( $k = 1, 2$ ) определяются в результате вычисления следующих

интегралов

$$\Xi_1(\rho, R_0) = \int_0^{2\pi} \sin \vartheta \cdot \text{Im} \left( e^{i\gamma \rho_1 \sin \vartheta_1} \right) d\vartheta, \quad (2.4)$$

$$\Xi_2(\rho, R_0) = \int_0^{2\pi} \text{Re} \left( e^{i\gamma \rho_1 \sin \vartheta_1} \right) d\vartheta. \quad (2.5)$$

Значения компонентов  $M_k(x_3, \omega)$  вектора динамической намагниченности ферромагнитного листа определяются типом распространяющихся плоских волн. Методика расчета динамической намагниченности будет изложена в дальнейшем.

Так как известны [11] представления

$$\text{Re} \left( e^{i\gamma \rho_1 \sin \vartheta_1} \right) = J_0(\gamma \rho_1) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k}(\gamma \rho_1) \cos(2k \vartheta_1),$$

$$\text{Im} \left( e^{i\gamma \rho_1 \sin \vartheta_1} \right) = 2 \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k+1}(\gamma \rho_1) \cos[(2k+1)\vartheta_1],$$

$$J_n(\gamma \rho_1) e^{in\vartheta_1} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_{n-l}(\gamma R_0) J_l(\gamma \rho) e^{i[(n-l)\vartheta_{12} + l\vartheta]},$$

то интегралы (2.4) и (2.5) можно определить следующим образом:

$$\begin{aligned} \Xi_1(\rho, R_0) &= 2\pi J_0(\gamma R_0) J_1(\gamma \rho), \\ \Xi_2(\rho, R_0) &= 2\pi J_0(\gamma R_0) J_0(\gamma \rho), \end{aligned} \quad (2.6)$$

где  $R_0$  – расстояние между точками  $O$  и  $O'$  (рис. 2.1,б);  $\rho$  – текущее значение радиальной координаты в цилиндрической системе координат связанной с центром катушки.

Подстановка соотношений (2.6) в формулу (2.3) для расчета амплитудного значения разности электрических потенциалов дает следующий результат

$$U_{\text{вых}}(\omega) = 2\pi i\omega \mu_0 J_0(\gamma R_0) \times \int_{-d}^{-b} \left[ iM_2(x_3) R_\rho(z) - M_3(x_3) R_z(z) \right] dz, \quad (2.7)$$

где

$$R_\rho(z) = \frac{1}{I^{(np)}} \int_0^\infty \rho H_\rho^{(np)}(\rho, z) J_1(\gamma \rho) d\rho, \quad (2.8)$$

$$R_z(z) = \frac{1}{I^{(np)}} \int_0^\infty \rho H_z^{(np)}(\rho, z) J_0(\gamma \rho) d\rho. \quad (2.9)$$

Так как кольцевая катушка (позиция 1 на рис. 2.1,а) создает осесимметричное магнитное поле, то для его математического описания в

системе координат, связанной с центром  $O'$ , удобно ввести векторный потенциал  $\vec{A} \{0; A_\vartheta(\rho, z); 0\}$  такой, что  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}^{(np)} = \text{rot} \vec{A}$ .

При этом компоненты  $H_\rho^{(np)}(\rho, z) = -A_{\vartheta, z}(\rho, z)/\mu_0$ ,

$H_z^{(np)}(\rho, z) = [A_\vartheta(\rho, z)/\rho + A_{\vartheta, \rho}(\rho, z)]/\mu_0$ . Запятая между индексами обозначает операцию дифференцирования выражения, записанного до запятой, по координате, индекс которой проставлен после запятой.

Подставляя в соотношения (2.8) и (2.9) компоненты вектора напряженности магнитного поля катушки  $H_\rho^{(np)}(\rho, z)$  и  $H_z^{(np)}(\rho, z)$ , определенные через окружной компонент  $A_\vartheta(\rho, z)$  векторного потенциала, получаем

$$R_\rho(z) = -\frac{1}{\mu_0 I^{(np)}} \cdot \frac{\partial F_\vartheta(z)}{\partial z}, \quad R_z(z) = \frac{\gamma F_\vartheta(z)}{\mu_0 I^{(np)}}, \quad (2.10)$$

где

$$F_\vartheta(z) = \int_0^\infty \rho A_\vartheta(\rho, z) J_1(\gamma \rho) d\rho, \quad (2.11)$$

при этом, естественно, предполагается, что выполняются условия физической реализуемости магнитного поля, т.е.  $\lim_{\rho \rightarrow \infty} A_\vartheta(\rho, z) = 0$  и

$A_\vartheta(0, z) = 0$ . Выражение (2.11) является интегральным преобразованием Ханкеля [22] окружного компонента  $A_\vartheta(\rho, z)$  векторного потенциала. Выражения (2.10) дают основания для очевидного, но очень существенного по своим последствиям, вывода о том, что для расчета разности потенциалов  $U_{\text{вых}}(\omega)$  нет необходимости в определении величины  $A_\vartheta(\rho, z)$ . Вполне достаточно знать её интегральный образ  $F_\vartheta(z)$  по Ханкелю. Этот вывод важен тем, что интегральные образы компонентов векторного потенциала и компонентов вектора напряженности магнитного и (или) электрического полей всегда легко определяются при решении задач электродинамики практически любой сложности. При этом многие из этих задач имеют статус аналитически неразрешимых в терминах компонентов векторного потенциала и компонентов вектора напряженности магнитного и (или) электрического полей.

Для того чтобы определить функцию  $F_\vartheta(z)$ , необходимо обратиться к уравнению Максвелла

$$\text{rot} \vec{H}^{(np)} = \vec{J}, \quad (2.12)$$

где  $\vec{J}$  – вектор поверхностной плотности сторонних электрических токов, из которого следует, что

$$-A_{\vartheta, zz} - A_{\vartheta, \rho\rho} - \frac{1}{\rho} A_{\vartheta, \rho} + \frac{1}{\rho^2} A_\vartheta = R_\vartheta(\rho, z), \quad (2.13)$$

где  $R_\vartheta(\rho, z) = \frac{\mu_0 N I^{(np)}}{2\ell(R_2 - R_1)} f(\rho) f(z)$ ,

$$f(\rho) = \begin{cases} 1 \forall \rho \in [R_1, R_2], \\ 0 \forall \rho \notin [R_1, R_2], \end{cases} \quad f(z) = \begin{cases} 1 \forall z \in [-\ell, \ell], \\ 0 \forall z \notin [-\ell, \ell]. \end{cases}$$

Символами  $R_1$  и  $R_2$  в определении правой части уравнения (2.13) обозначены радиусы поперечного сечения катушки в плоскости  $-\ell \leq x'_3 \leq \ell$  (рис. 2.1,а); где  $N$  - число витков. Воздействуя на левую и правую части уравнения (2.13) интегральным преобразованием (2.11), приходим к обыкновенному дифференциальному уравнению, решение которого определяет функцию  $F_\vartheta(z)$ :

$$-\frac{\partial^2 F_\vartheta(z)}{\partial z^2} + \gamma^2 F_\vartheta(z) = R(z), \quad (2.14)$$

где  $R(z) = \frac{\mu_0 N I^{(np)}}{2\ell\gamma} R(\gamma) f(z)$ ;

$$R(\gamma) = \frac{\pi [\Omega(\gamma R_2) - \Omega(\gamma R_1)]}{2\gamma(R_2 - R_1)};$$

$$\Omega(\gamma R_j) = \gamma R_j [J_1(\gamma R_j) \mathbf{H}_0(\gamma R_j) - J_0(\gamma R_j) \mathbf{H}_1(\gamma R_j)], \quad j = 1, 2.$$

$J_\nu(x)$  и  $\mathbf{H}_\nu(x)$  ( $\nu = 0, 1$ ) – функции Бесселя и функции Струве порядка  $\nu$  [25].

Решение уравнения (2.14) имеет следующий вид

$$F_\vartheta(z) = A(z) e^{-\gamma z} + [-B(\ell) + B(z)] e^{\gamma z}, \quad (2.15)$$

где

$$A(z) = \frac{\mu_0 N I^{(np)}}{2\ell\gamma^2} \int_{-\ell}^z e^{\gamma\xi} d\xi, \quad (2.16)$$

$$B(z) = -\frac{\mu_0 N I^{(np)}}{2\ell\gamma^2} \int_{-\ell}^z e^{-\gamma\xi} d\xi.$$

Общее решение (2.15) с варьируемыми постоянными, определенными выражениями (2.16), удовлетворяет неоднородному дифференциальному уравнению (2.14) и условиям физической реализуемости источника магнитного поля, т.е. предельным условиям  $\lim_{|z| \rightarrow \infty} F_\vartheta(z) = 0$ .

При  $z < -\ell$  (см. рис. 2.1) интегральный образ окружного компонента векторного потенциала определяется следующим выражением

$$F_\vartheta(z) = \frac{\mu_0 N I^{(np)}}{\gamma^2} R(\gamma) \frac{\text{sh}(\gamma\ell)}{\gamma\ell} e^{\gamma z}. \quad (2.17)$$

Подставляя определение (2.17) функции



$F_3(z)$  в соотношения (2.10), а полученные результаты в формулу для расчета амплитудного значения разности электрических потенциалов (2.7), получаем

$$U_{\text{вых}}(\omega) = i\omega W_K^*(\ell, R, \gamma) \Phi(\gamma) J_0(\gamma R_0), \quad (2.18)$$

где  $W_K^*(\ell, R, \gamma) = R(\gamma) \frac{\text{sh} \gamma \ell}{\gamma \ell} e^{-\gamma b}$  – частотная ха-

рактеристика электрического контура приемника переменного магнитного поля в форме катушки;  $\Phi(\gamma)$  – пронизывающий поперечное сечение катушки поток магнитной индукции, причем

$$\Phi(\gamma) = 2\pi \frac{\mu_0 N}{\gamma} \int_{-(d+b)}^0 [iM_2(x_3) - M_3(x_3)] e^{\gamma x_3} dx_3,$$

где  $d$  – толщина металлического листа. Конкретный вид и свойства функции  $\Phi(\gamma)$  определяются типом регистрируемых волн и материальными константами металла. Так как в рассматриваемом плоском волновом поле возможны параллельные переносы координатной оси  $Ox_2$ , то расстояние  $R_0$  в аргументе бесселевой функции в формуле (2.18) отсчитывается вдоль оси  $Ox_2$  (см. рис. 2.1).

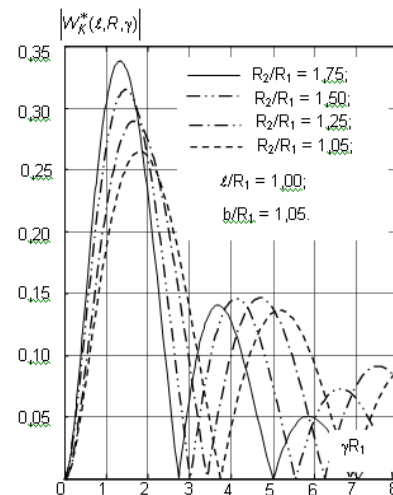
Так как параметр  $b = \ell + \delta$ , где  $\delta$  – расстояние между нижней плоскостью катушки и поверхностью металлического листа (рис. 2.1,а), то выражение для расчета частотной характеристики  $W_K^*(\ell, R, \gamma)$  целесообразно записать в следующем виде

$$W_K^*(\ell, R, \gamma) = R(\gamma) \frac{1 - e^{-2\gamma \ell}}{2\gamma \ell} e^{-\gamma \delta}. \quad (2.19)$$

На рис. 2.2 показаны результаты расчетов частотной характеристики катушки в режиме приема плоских ультразвуковых волн. В ходе расчетов были зафиксированы значения параметров  $b = 1,05 R_1$  и  $\ell = R_1$ . Изменяющимся параметром данной серии вычислений было принято отношение  $R_2/R_1$ . Значения этого отношения указаны на врезке в поле рисунка. По оси абсцисс на рис. 2.2 откладываются значения безразмерной частоты, т. е. величины  $\gamma R_1$ . По оси ординат откладываются значения модуля функции  $W_K^*(\ell, R, \gamma)$ .

Когда круговая частота  $\omega \rightarrow 0$  длина ультразвуковой волны неограниченно возрастает и поток магнитного поля рассеяния стремится к нулю. По этой причине  $W_K^*(\ell, R, \gamma) = 0$ . В области малых значений  $\gamma R_1$  функция  $W_K^*(\ell, R, \gamma)$  изменяется как  $\omega^2$ . По мере увеличения частоты (безразмерного волнового числа  $\gamma R_1$ ) длина ультразвуковой волны уменьшается и начинает

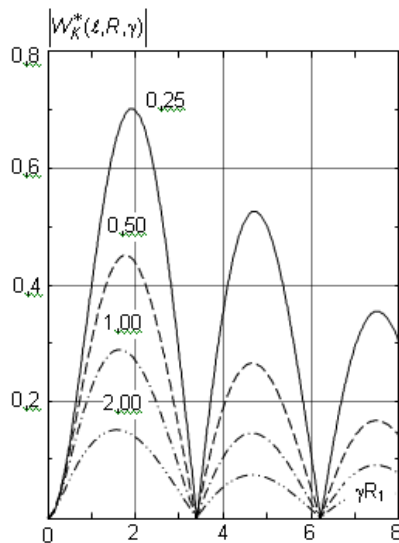
возрастать интенсивность потока магнитного поля рассеяния. Абсолютные значения функции  $W_K^*(\ell, R, \gamma)$  возрастают и достигают максимального значения в окрестности частоты, на которой длина ультразвуковой волны примерно вдвое превосходит внутренний диаметр катушки. При этом через витки катушки проходят силовые линии магнитного поля, которые ориентированы одинаковым образом, т. е. направлены в одну сторону – вверх или вниз. При дальнейшем возрастании частоты и соответствующем этому уменьшению длины волны через поперечное сечение катушки, перпендикулярное оси  $Oz$ , начинают проходить встречно ориентированные потоки магнитного поля рассеяния. При этом результирующий поток через сечение катушки  $z = 0$  начинает уменьшаться. Этому, естественно, соответствует уменьшение значений функции  $W_K^*(\ell, R, \gamma)$ . На некоторых частотах величины встречно ориентированных потоков сравниваются, и суммарный поток через витки катушки становится равным нулю. При достижении функцией  $W_K^*(\ell, R, \gamma)$  нулевой отметки, вновь наблюдается возрастание и последующее убывание её абсолютных значений. При умеренных отношениях  $R_2/R_1 \cong 1,25$  первые нули функции  $W_K^*(\ell, R, \gamma)$  можно приближенно определить из равенства  $\gamma R_1 \approx m\pi$ , где  $m = 0, 1, 2, \dots$



**Рис. 2.2.** Частотная характеристика приемника переменного магнитного поля в составе регистрирующего ультразвуковые волны преобразователя

На рис. 2.3 показана зависимость частотной характеристики катушки от толщины укладки витков. Значения параметра  $\ell/R_1$  показаны цифрами возле соответствующих кривых. Расчеты модуля функции  $W_K^*(\ell, R, \gamma)$ , значения которого отсчитываются по оси ординат, были

рассчитаны при фиксированных значениях  $R_2/R_1 = 1,25$  и  $\delta/R_1 = 0,05$ . Отчетливо видно, что положение нулей функции  $W_K^*(\ell, R, \gamma)$  на оси безразмерных волновых чисел  $\gamma R_1$  остается неизменным при изменении толщины катушки в достаточно больших пределах. Максимальные значения функции  $W_K^*(\ell, R, \gamma)$  при увеличении толщины катушки уменьшаются и заметно смещаются в сторону низких частот. Эти изменения легко объясняются интерференцией потоков магнитного поля рассеяния в объеме катушки.



**Рис. 2.3.** Зависимость частотной характеристики катушки от толщины укладки витков

Таким образом, можно сделать вывод о том, что размеры электрического контура приемника переменного магнитного поля определяют диапазон частот, в котором происходит эффективная регистрация ультразвуковых волн электромагнитным способом. При этом любое увеличение размеров контура и расстояния от поверхности металлического листа сопровождается уменьшением ширины этого диапазона частот и смещением его в область низких частот.

### Выводы

1. Предложена продуктивная и не противоречащая основным положениям электродинамики и механики деформируемого твердого тела методика построения математических моделей процесса регистрации ультразвуковых волн электромагнитным способом.

2. Сформулирована и развита концепция внутреннего магнитного поля, что позволяет строить реальные оценки динамической намагниченности, которая возникает в деформируемом, предварительно намагниченном не до насыщения, ферромагнетике.

3. Получены расчетные соотношения, которые позволяют оценить влияние геометрических параметров электрического контура при-

емника переменного магнитного поля в составе преобразователя электромагнитного типа на эффективность процесса регистрации плоских и радиально распространяющихся в ферромагнитной пластине ультразвуковых волн.

### Литература

1. *Kawashima K.* Quantitative calculation and measurement of longitudinal and transverse ultrasonic wave pulses in solid // *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*. – 1984. – 31 – № 2. – P. 83 – 94.
2. *Kwun H., Bartels. K. A.* Experimental observation of elastic-wave dispersion in bounded solids of various configurations // *J. Acoust. Soc. Amer.* – 1996. – v.99. – P. 962 – 968.
3. *Ludwig R., Dai X. W.* Numerical and analytical modeling of pulsed eddy currents in a conducting half-space // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 1990. – 26 – № 1 – P. 299 – 307.
4. *Ludwig R., Dai. X. W.* Numerical simulation of electromagnetic acoustic transducer in the time domain // *Journal of Applied Physics*. – 1991. – v. 69. – P. 89 – 98.
5. *Ludwig R., Moore D., Lord. W.* A comparative study of analytical and numerical transient force excitations on an elastic half-space // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*. – 1989. – 36. – № 3. – P. 342 – 350.
6. *Ludwig R., You Z., Palanisamy R.* Numerical simulations of an electromagnetic acoustic transducer-receiver system for ndt applications // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 1993. – 29 – № 3 – P. 2081 – 2089.
7. *Ludwig. R.* Numerical implementation and model predictions of a unified conservation law description of the electromagnetic acoustic transduction process // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*. – 1992. – 39. – № 4. – P. 481 – 488.
8. *Mallinson J.* Magnetometer Coils and Reciprocity. // *J. Appl. Phys.* – 1966. – 37. - №6. – P. 2514 – 2515.
9. *McNab A., Richter J.* Electromagnetic fields reciprocity applied to the excitation and detection of elastic waves in an electromagnetic cavity resonator // *J. Acoust. Soc. Amer.* – 1979. – 66. - №6. – P. 1593 – 1600.
10. *Ogi H.* Field dependence of coupling efficiency between electromagnetic field and ultrasonic bulk waves // *Journal of Applied Physics*. – 1997. – v.82. – P. 3940 – 3949.
11. *Бейтмен Г., Эрдейи А.* Высшие трансцендентные функции. Функции Бесселя, функции параболического

- цилиндра, ортогональные многочлены. – М.: Наука, 1974. – 296 с.
12. *Бойко М. С., Гуревич С. Ю., Уманец В. Н.* ЭМА преобразователь для приема ультразвуковых колебаний // Дефектоскопия. – 1989. – № 5. – С. 90 – 91.
  13. *Буденков Г. А., Гуревич С. Ю.* Современное состояние бесконтактных методов и средств ультразвукового контроля (обзор) // Дефектоскопия. – 1981. – № 5. – С. 5–23.
  14. *Буденков Г. А., Гуревич С. Ю., Каунов А. Д., Акимов А. В.* Установка для автоматизированного бесконтактного ультразвукового контроля качества листового проката // Дефектоскопия. – 1983. – № 6. – С. 72 –77.
  15. *Власов К. Б.* Некоторые вопросы теории упругих ферромагнитных (магнитострикционных) сред // Изв. АН СССР. Сер. физическая. – 1957. – Т. 21. – № 8. – С. 1140–1148.
  16. *Глухов Н. А., Колмогоров В. Н.* Определение оптимальных параметров электромагнитно-акустических преобразователей для контроля ферромагнитных листов // Дефектоскопия. – 1973. – № 1. – С. 74 – 81.
  17. *Гринберг Г. А.* Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. – М. – Л.: Изд – во АН СССР. – 1948. – 727 с.
  18. *Духанин А. М., Бражников Н. И., Касоев В. Г.* Развитие ЭМА-методов и средств контроля (по зарубежным патентным материалам и публикациям) // Дефектоскопия. – 1974. – № 2. – С. 70 – 73.
  19. *Ильин И. В., Харитонов А. В.* К теории ЭМА метода приема волн Рэлея для ферро- и ферромагнитного материалов // Дефектоскопия. – 1980. – № 7. – С. 86 – 93.
  20. *Комаров В. А.* Магнитострикционное электромагнитно-акустическое преобразование в нормальном поляризующем поле // Дефектоскопия. – 2004. – № 3. – С. 43 – 55.
  21. *Кошелева Е. М., Павленко О. Г.* Применение теоремы о наведенном токе для расчета комплексного коэффициента передачи линии задержки на акустических поверхностных волнах // Радиотехника и электроника. – 1977. – 22. -№11. – С. 2291 – 2298.
  22. *Кошляков Н. С., Глинер Э. Б., Смирнов М. М.* Уравнения в частных производных математической физики. – М.: Высшая школа, 1970. – 710 с.
  23. *Неразрушающий контроль: Справ.: В 7 т. Под общ. Ред. В.В. Клюева. Т.3: Ультразвуковой контроль / И.Н. Ермолов, Ю.В. Ланге. – М.: Машиностроение, 2004. – 864 с.*
  24. *Петрищев О. Н.* Математическое моделирование преобразователей электромагнитного типа в режиме приема ультразвуковых волн в металлах // Акуст. вісник. – 2005. – Т.8. – №3. – С. 50 – 59.
  25. *Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами / Под ред. М.Абрамовица и И. Стиган. – М.: Наука, 1979. – 832 с.*
  26. *Сучков Г. М., Глоба С. Н.* ЭМА дефектоскопія матеріалів і виробів (Огляд) // Вісник НТУ «ХПІ». – 2009. – № 14 . – С. 57 – 71.
  27. *Сучков Г. М., Донченко А. В.* Реальная чувствительность ЭМА приборов // Дефектоскопия. – 2007. – № 6. – С. 43 – 50.
  28. *Сучков Г. М., Катасонов Ю. А., Гарькавый В. В.* Экспериментальное исследование чувствительности ЭМА преобразователей при дефектоскопии эхометодом сдвиговыми объемными волнами // Дефектоскопия. – 2000. – № 2. – С. 12 – 17.
  29. *Тамм И. Е.* Основы теории электричества. – М.: Наука, 1976. – 616 с.
  30. *Шубаев С. Н., Шкарлет Ю. М.* Общие закономерности электромагнитного приема волн Рэлея и Лэмба // Дефектоскопия. – 1972. – № 5. – С. 63 – 72.
  31. *Шубаев С. Н., Шкарлет Ю. М.* Переменные поля, возникающие при электромагнитном методе приема волн Рэлея и Лэмба // Дефектоскопия. – 1972. – № 6. – С. 62 – 78.
  32. *Шубаев С. Н., Шкарлет Ю. М.* Расчет датчиков, применяемых при электромагнитном методе приема волн Рэлея и Лэмба // Дефектоскопия. – 1973. – № 1. – С. 81 – 89.

УДК 534.232.082.744

## Математичне моделювання процесу реєстрації ультразвукових хвиль в сталевому металопрокаті перетворювачем електромагнітного типу. Частина 1

Г.М. Сучков<sup>1</sup>, д-р техн. наук, М.І. Романюк<sup>2</sup>, О.М. Петрищев<sup>2</sup>, д-р техн. наук, С.В. Хащина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Національний Технічний Університет «Харківський Політехнічний Інститут»,  
вул. Фрунзе, 21, м. Харків, 61002, Україна.

<sup>2</sup>Національний Технічний Університет України «Київський Політехнічний Інститут»,  
вул. Політехнічна, 16, корпус 12, м. Київ, 03056, Україна.

Розглянуто принцип і метод розрахунку ультразвукових перетворювачів електромагнітного типу (ЕМАП) в режимі прийому пружних хвиль для неруйнівного контролю поверхні сталевому металопрокату. Знайдено аналітичні вирази для електромагнітного способу реєстрації ультразвукових хвиль у феромагнітних металах, використовуючи теорему про наведений магнітний потік.

Дана оцінка впливу розмірів електричного контуру приймача змінного магнітного поля на ефективність прийому пружних хвиль електромагнітним способом. Проаналізовано залежність частотної характеристики котушки приймача від товщини вкладання витків. Всі отримані рішення дозволяють виключити вплив ЕМАП на формування остаточного результату виявлення дефекту на поверхні металопрокату, тобто виключити систематичні похибки, що вносяться вимірювачем. Бібл.32, рис. 3.

**Ключові слова:** електромагнітно-акустичний перетворювач (ЕМАП), теорема про наведений магнітний потік, режим реєстрації, сталевий металопрокат.

УДК 534.232.082.744

## Mathematical modeling of the registration process of ultrasonic waves in steel metal rolling by electromagnetic-type transducer. Part 1.

G.M. Suchkov<sup>1</sup>, M.I. Romanyuk<sup>2</sup>, O.N. Petryshev<sup>2</sup>, S.V. Haschyna<sup>1</sup>

<sup>1</sup>National Technical University "Kharkiv Polytechnic Institute",  
st. Frunze, 21, Kharkov, 61002, Ukraine.

<sup>2</sup>National Technical University of Ukraine "Kyiv Polytechnic Institute",  
st. Polytechnique, 16, Kiev, 03056, Ukraine.

*The principle and method for calculating of the electromagnetic type ultrasonic transducers (EMAT) in reception mode of elastic waves for nondestructive testing of steel metal rolling surfaces is considered. Analytic expressions for the electromagnetic registration mode of ultrasonic waves in ferromagnetic metals was determine, using the theorem of the induced magnetic flux.*

*The influence of the size of the electric circuit of alternating magnetic field receiver on the efficiency of the reception of elastic waves by electromagnetic way is evaluated. The dependence of the frequency response of receiver coil from the thickness of coils stacking is analyzed. All the decisions will eliminate the effect of EMAT on the final result formation of defect detection on the metal rolling surface, i.e., eliminate the systematic errors that are made gauge. Reference 32, figures 3*

**Key words:** electromagnetic acoustic transducer (EMAT), the theorem of the induced magnetic flux, registration mode, steel metal rolling.

1. *Kawashima K.* Quantitative calculation and measurement of longitudinal and transverse ultrasonic wave pulses in solid // *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics.* – 1984. – 31 – № 2. – P. 83 – 94.
2. *Kwun H., Bartels. K. A.* Experimental observation of elastic-wave dispersion in bounded solids of various configurations // *J. Acoust. Soc. Amer.* – 1996. – v.99. – P. 962 – 968.
3. *Ludwig R., Dai X. W.* Numerical and analytical modeling of pulsed eddy currents in a conducting half-space // *IEEE Transactions on Magnetics.* – 1990. – 26 – № 1 – P. 299 – 307.
4. *Ludwig R., Dai. X. W.* Numerical simulation of electromagnetic acoustic transducer in the time domain // *Journal of Applied Physics.* – 1991. – v. 69. – P. 89 – 98.
5. *Ludwig R., Moore D., Lord. W.* A comparative study of analytical and numerical transient force excitations on an elastic half-space // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control.* – 1989. – 36. – № 3. – P. 342 – 350.
6. *Ludwig R., You Z., Palanisamy R.* Numerical simulations of an electromagnetic acoustic transducer-receiver system for ndt applications // *IEEE Transactions on Magnetics.* – 1993. – 29 – № 3 – P. 2081 – 2089.
7. *Ludwig. R.* Numerical implementation and model predictions of a unified conservation law description of the electromagnetic acoustic transduction process // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control.* – 1992. – 39. – № 4. – P. 481 – 488.
8. *Mallinson J.* Magnetometer Coils and Reciprocity. // *J. Appl. Phys.* – 1966. – 37. – №6. – P. 2514 – 2515.
9. *McNab A., Richter J.* Electromagnetic fields reciprocity applied to the excitation and detection of elastic waves in an electromagnetic cavity resonator // *J. Acoust. Soc. Amer.* – 1979. – 66. – №6. – P. 1593 – 1600.
10. *Ogi H.* Field dependence of coupling efficiency between electromagnetic field and ultrasonic bulk waves // *Journal of Applied Physics.* – 1997. – v.82. – P. 3940 – 3949.
11. *Beytmen G., Erdelyi A.* Higher transcendental functions. Bessel functions, parabolic cylinder functions, orthogonal polynomials. – Moscow: Nauka, 1974. – 296. (Rus)
12. *Boyko M. S, Gurevich S. Y, Umanets V. N.* EMA transducer for receiving ultrasonic // *Defectoscopy.* – 1989. – № 5. – P. 90 – 91. (Rus)
13. *Budnikov G. A, Gurevich S. Yu.* Present state of non-contact methods and means of ultrasonic testing (review) // *Defectoscopy.* – 1981. – № 5. – P. 5–23. (Rus)
14. *Budnikov G. A, Gurevich S. Yu, Kaunov A. D, Akimov A. V.* Setting for automated non-contact ultrasonic metal-rolling quality control // *Defectoscopy.* – 1983. – № 6. – P. 72 –77. (Rus)
15. *Vlasov K. B.* Some of elasticity theory problems of ferromagnetic (magnetostrictive) media // *Tidings USSR. Ser. physical.* – 1957. – T. 21. – № 8. – P. 1140–1148. (Rus)
16. *Glukhov N. A, Kolmogorov V. N.* Determination of the optimal parameters of the electromagnetic acoustic transducers to control of ferromagnetic sheets // *Defectoscopy.* – 1973. – № 1. – P. 74 – 81.
17. *Greenberg G. A.* Selected problems of mathematical theory of electric and magnetic phenomena. – M. – L.: Ed. AS. USSR. – 1948. – 727 p. (Rus)
18. *Dukhanin A. M, Brazhnikov N. I, Casoev V. G.* Development of EMA-methods and means of control (according to foreign patent products and publications) // *Defectoscopy.* – 1974. – № 2. – P. 70 – 73. (Rus)
19. *Ilyin I. V, Kharitonov A. V.* To the theory of EMA method for reception Rayleigh waves for ferro- and ferrimagnetic materials // *Defectoscopy.* – 1980. – № 7. – P. 86 – 93. (Rus)
20. *Komarov V. A.* Magnetostrictive electromagnetic-acoustic conversion in the normal polarizing field // *Defectoscopy.* – 2004. – № 3. – P. 43 – 55. (Rus)
21. *Kosheleva E. M, Pavlenko O. G.* Application of the theorem of the induced current to calculate the complex transfer delay line coefficient on acoustic surface waves // *Technology and Electronics.* – 1977. – 22. – № 11. – P. 2291 – 2298. (Rus)
22. *Koshlyakov N. S, Gleaner E. B, Smirnov M. M.* Partial differential equations of mathematical physics. – M.: High School, 1970. – 710 p. (Rus)
23. *Non-destructive control: Ref.:* In 7 vol. Ed. V. V Klyuyev. V.3: Ultrasonic testing / I. N Yermolov, Y. V Lange. – Mashinostroenie, 2004. – 864 p. (Rus)
24. *Petrishchev O. N.* Mathematical modeling of electromagnetic type transducers in the receiving mode of ultrasonic waves in metals // *Acoust. herald* – 2005. – T.8. – № 3. – P. 50 – 59. (Rus)
25. *Reference book of mathematical functions and formulas, graphs, and mathematical tables / Ed. M. Abramowitz and I. Steagan.* – Moscow: Nauka, 1979. – 832 p(Rus)
26. *Suchkov G. M, Globa S. N.* EMA flaw detection of materials and products (Review) // *Herald of NTU "KPI".* – 2009. – № 14. – P. 57 – 71.(Ukr)
27. *Suchkov G. M., Donchenko A. V.* Real sensitivity EMA devices // *Defectoscopy.* – 2007. – № 6. – P. 43 – 50. (Rus)

28. *Suchkov G. M., Katasonov Yu. A., Garkavy V. V.* Experimental study of EMAT transducers sensitivity for echo-method inspection by shear volume waves // *Defectoscopy*. – 2000. – № 2. – P. 12 – 17. (Rus)
29. *Tamm I. E.* Fundamentals of the theory of electricity. – M: Nauka, 1976. – 616 p. (Rus)
30. *Shubaev S. N., Shkarlet Yu. M.* General regularities of electromagnetic reception of Rayleigh and Lamb waves // *Defectoscopy*. – 1972. – № 5. – P. 63 – 72. (Rus)
31. *Shubaev S. N., Shkarlet Yu. M.* Variable fields arising in the electromagnetic method of reception of Rayleigh and Lamb waves // *Defectoscopy*. – 1972. – № 6. – P. 62 – 78. (Rus)
32. *Shubaev S. N., Shkarlet Yu. M.* Calculation of the sensors used in the electromagnetic reception method of Rayleigh and Lamb waves // *Defectoscopy*. – 1973. – № 1. – P. 81 – 89. (Rus)

*Поступила в редакцию 17 января 2013 г.*