

О.Н. ПЕТРИЦЕВ, канд. физ.-мат. наук, доц. НТУУ «КПИ»
Г.М. СУЧКОВ, д-р техн. наук, проф. НТУ «ХПИ»

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ КОНЦЕПЦИИ СОЗДАНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ТИПА. РЕЖИМ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Приведено результати теоретичних досліджень зі створення основних положень щодо побудови ультразвукових перетворювачів електромагнітного типу. Вперше чітко пов'язані між собою властивості контролюемого середовища, характеристики засобів збудження ультразвуку і параметрів перетворювача. Визначена окрема величина «частотна характеристика перетворювача», яка необхідна при проектуванні ультразвукових датчиків.

The results of theoretical researches from creation of substantive provisions in relation to the construction of ultrasonic transformers of electromagnetic type are given. First expressly linked itself properties of environment control, description of facilities of excitation an ultrasound and meters of pair of transformer. A separate size is certain «frequency description of transformer», which is needed at planning of ultrasonic sensors.

Постановка задачи. Повышение требований к качеству промышленной продукции предопределило интенсивное развитие средств ультразвукового контроля материалов и изделий [1]. Их основу составляют приборы, реализующие контактный метод ультразвукового контроля. Значительный опыт практического использования этого метода позволил установить области, в которых его применение недостаточно эффективно. Это ультразвуковой контроль изделий с загрязненной, корродированной поверхностью или с покрытиями (краска, полимерные пленки и другие изоляционные покрытия), дефектоскопия горячих и холодных изделий, высокоскоростной контроль, дефектоскопия с низкими эксплуатационными затратами и др. [2]. Заполнить образовавшуюся нишу возможно за счет применения приборов, не предусматривающих применения контактной жидкости. Наиболее эффективными среди них являются средства, использующие электромагнитный способ возбуждения и приема ультразвуковых колебаний [1-5]. Этот способ неразрушающего контроля зародился на стыке нескольких научных направлений, имеющих различную физическую сущность. Для его описания требуется использование аппаратов электродинамики и термодинамики, теории упругости, ферромагнетизма, акустики, материаловедения, а применение распространяется на дефектоскопию, толщинометрию, определение физико-механических свойств материалов, измерительные приборы с ультразвуковыми преобразователями. Многогранность и объем требуемых научных и технических решений привели к значительным трудностям при создании приборов и устройств, использующих электромагнитный способ на практике [1]. Анализ литературных источников показывает, что упомянутые трудности

обусловлены отсутствием строгой теории, обосновывающей принципы построения преобразователей электромагнитного типа. В связи с этим среди специалистов преобладает мнение, что этому способу присуще низкая чувствительность, значительная «мертвая» зона, существенная сложность аппаратной реализации.

В то же время приборы, использующие ультразвуковые преобразователи электромагнитного типа, могут эффективно контролировать качество изделий [6], с загрязненной корродированной поверхностью или с изоляционными покрытиями, находящиеся в горячем или холодном состоянии. Их применение повышает производительность контроля, снижает затраты на зачистку поверхности изделий, исключает затраты на постоянно расходуемую контактную жидкость и истирание пьезопреобразователей.

Таким образом, значительные потенциальные преимущества, с одной стороны, недостатки и сложность реализации, с другой стороны, привели к появлению важной для промышленности научной проблемы. Ее суть заключается в создании новых концепций создания приборов на основе электромагнитного способа возбуждения и приема акустических колебаний.

В данной работе термином «ультразвуковой преобразователь электромагнитного типа» обозначается система с распределенными параметрами, состоящая из источника постоянного магнитного поля, источника (приемника) переменного магнитного поля и некоторого объема металла, где происходят процессы преобразования энергии электромагнитного поля в энергию упругих колебаний материальных частиц среды и наоборот. Указанные устройства используют магнитострикционные эффекты или пондеромоторное действие электромагнитного поля и применяются для возбуждения и регистрации (приема) ультразвуковых волн в ферромагнетиках и в металлах неферромагнитной группы.

Основная часть.

1. Обоснование математической модели преобразователя электромагнитного типа в режиме возбуждения ультразвуковых волн.

В режиме возбуждения ультразвуковых упругих возмущений различные конструкции преобразователей электромагнитного типа реализуют алгоритм преобразования сигналов, который схематически можно представить следующим образом

$$U_{\text{вх}}(t) \rightarrow I^*(t) \rightarrow \vec{H}^*(x_k, t) \rightarrow \begin{pmatrix} c_{ijkl}^H, \rho_0, \Gamma_{nm} \\ m_{pqkl}, \mu_{rs}^\varepsilon \end{pmatrix} \rightarrow \vec{u}(x_m, t), \quad (1)$$

↑
 $\vec{H}^0(x_k)$

где $U_{\text{вх}}(t)$ – разность электрических потенциалов на электрическом входе (на клеммах электрического контура) ультразвукового преобразователя

электромагнитного типа; $\Gamma^*(t)$ – изменяющийся во времени (символ t) электрический ток в электрическом контуре преобразователя; $\vec{H}^*(x_k, t)$ – вектор напряженности переменного магнитного поля, которое создается электрическим контуром ультразвукового преобразователя в точке с координатами x_k ($x_k = (x_1, x_2, x_3)$ – координаты точки в правосторонней (физической) системе координат); $\vec{H}^0(x_k)$ – вектор напряженности постоянного поля подмагничивания – для металлов неферромагнитной группы ориентация этого поля определяет направление вектора объемной плотности сил Лоренца в точке с координатами x_k , для ферромагнетиков вектор $\vec{H}^0(x_k)$ определяет структуру матрицы пьезомагнитных констант и, стало быть, характер напряженно-деформированного состояния металла в ближайшей окрестности точки с координатами x_k . В круглых скобках в алгоритме (1) записаны физико-механические константы металла в области существования переменного и постоянного магнитных полей: c_{ijkl}^H – компонент тензора модулей упругости, экспериментально определяемых в режиме постоянства напряженности магнитного поля; ρ_0 – плотность металла; γ_{mn} – компонент тензора электрической проводимости металла; m_{pqkl} – компонент тензора магнострикционных констант; μ_{rs}^ε – компонент тензора магнитной проницаемости, экспериментально определяемый в режиме постоянства деформаций при заданном уровне напряженности поля подмагничивания. В области существования магнитных полей $\vec{H}^*(x_k, t)$ и $\vec{H}^0(x_k)$ в металле формируются деформации. Энергия из области нагружения уносится упругими волнами. Вектор смещения материальных частиц металла в момент времени t в точке с координатой x_m за пределами области существования переменного магнитного поля в алгоритме (1) обозначен символом $\vec{u}(x_m, t)$.

Если электрический вход ультразвукового преобразователя электромагнитного типа определяется конструктивно – это клеммы электрического контура источника переменного магнитного поля, то относительно механического выхода необходимо принять некоторые положения. Выходной величиной, т. е. результатом работы ультразвукового преобразователя, являются смещения материальных частиц – векторы $\vec{u}(x_m, t)$, в объеме металла. По этой причине под механическим выходом ультразвукового преобразователя электромагнитного типа следует понимать любую точку с координатами x_m , расположенную за пределами области существования переменного магнитного поля.

Формально рассуждая, можно говорить, что переменное магнитное поле ультразвукового преобразователя электромагнитного типа существует во

всем пространстве и обращается в нуль в бесконечно удаленной точке. Вместе с тем необходимо принимать к сведению и то, что уровни напряженности переменного магнитного поля резко уменьшаются по мере удаления от источника. На расстояниях больших двух – трех характерных размеров источника переменного магнитного поля, напряженность этого поля уменьшается настолько, что оно становится несущественным на фоне внутреннего магнитного поля, которое возникает в процессе деформирования металла. Таким образом, процесс преобразования энергии электромагнитного поля в энергию упругих колебаний материальных частиц металла локализован в объеме, размеры которого измеряются единицами характерных размеров электрического контура источника переменного магнитного поля. При выполнении расчетов границы этого объема, т. е. области существования переменного магнитного поля, приобретают смысл «технической бесконечности».

Термином «математическая модель преобразователя в режиме возбуждения ультразвуковых волн» будем определять функцию, которая описывает процесс преобразования $U_{вх}(t) \rightarrow \vec{u}(x_m, t)$. Если воздействие, т. е. разность потенциалов $U_{вх}$, является импульсным сигналом, то эта функция имеет смысл импульсной характеристики. В случае гармонического воздействия математической моделью преобразователя является его частотная характеристика.

Предположим, что уровни постоянного магнитного поля и значения компонентов вектора напряженности переменного магнитного поля удовлетворяют неравенству

$$\int_{V^*} H_m^0(x_k) H_m^0(x_k) dV^* \gg \int_{V^*} H_m^*(x_k, t_0) H_m^*(x_k, t_0) dV^*, \quad (2)$$

где координаты точки $x_k \in V^*$, а V^* – конечный объем области существования переменного магнитного поля, в котором сосредоточена основная доля энергии этого поля; t_0 – любой, произвольно зафиксированный момент времени. Такое соотношение уровней напряженностей магнитных полей дает возможность утверждать, что преобразование $U_{вх}(t) \rightarrow \vec{u}(x_m, t)$ является линейным. Общеизвестно, что для всех линейных физических систем справедлив принцип суперпозиции. Если известна реакция системы на гармоническое воздействие, то сумма реакций будет соответствовать сумме гармонических воздействий. Так как импульсный сигнал может быть представлен суммой гармонических сигналов, то можно утверждать, что по известной реакции линейной физической системы на гармоническое воздействие всегда можно определить импульсный отклик этой системы на импульсное воздействие. Последнее позволяет отказаться от постановки сложной в решении и в интерпретации полученных результатов

нестационарной задачи об импульсном возбуждении упругих возмущений и перейти к стационарной постановке, в которой воздействие на систему и ее отклик предполагаются гармонически изменяющимися во времени с частотой ω по закону $e^{i\omega t}$ ($i = \sqrt{-1}$).

Если на электрическом входе ультразвукового преобразователя электромагнитного типа действует разность электрических потенциалов $U_{вх} = U_0 e^{i\omega t}$, где U_0 – амплитудное значение, то на его механическом выходе формируется отклик $\bar{u}(x_k, t) = \bar{u}(x_k, \omega) e^{i\omega t}$, где $\bar{u}(x_k, \omega)$ пространственно-развитая амплитуда гармонически изменяющегося во времени вектора смещения материальных частиц. При этом между амплитудами воздействия и отклика преобразователя существует линейная зависимость следующего вида

$$\bar{u}(x_k, \omega) = U_0 \bar{W}(x_k, \omega, P),$$

где компоненты векторной функции $\bar{W}(x_k, \omega, P)$, т. е. величины $W_m(x_k, \omega, P)$ имеют смысл частотных характеристик ультразвукового преобразователя электромагнитного типа в режиме возбуждения m -го компонента вектора смещения материальных частиц металла; символом P обозначен набор геометрических и физико-механических параметров преобразователя.

Очевидно, что основной целью математического моделирования преобразователей электромагнитного типа в режиме возбуждения ультразвуковых волн является построение функции $\bar{W}(x_k, \omega, P)$, которая дает возможность определить параметры датчика.

2. Концепции математического моделирования преобразователей электромагнитного типа при возбуждении ультразвуковых волн.

С целью развития единого подхода к построению математических моделей ультразвуковых преобразователей электромагнитного типа, рассмотрим процессы в токопроводящем ферромагнетике при совместном воздействии на него переменного и постоянного во времени магнитных полей.

Изменяющиеся во времени смещения $u_n(x_k, t)$ материальных частиц в объеме V токопроводящего ферромагнетика удовлетворяют уравнениям движения

$$\sigma_{mn,m} - L_n - \rho_0 \ddot{u}_n = 0 \forall x_k \in V, \quad (3)$$

а электромагнитные поля, возникающие в среде из-за поляризационных эффектов, - уравнениям Максвелла

$$\varepsilon_{lpk} E_{k,p} + \dot{B}_l = 0 \forall x_k \in V, \quad (4)$$

$$\varepsilon_{lpk} H_{k,p} - J_l - \dot{D}_l = 0 \forall x_k \in V, \quad (5)$$

причем компоненты векторов \vec{B} и \vec{D} удовлетворяют условиям

$$B_{l,l} = 0 \forall x_k \in V, \quad D_{l,l} - \rho^e = 0 \forall x_k \in V. \quad (6)$$

В уравнениях (3) – (6) приняты следующие обозначения: σ_{mn} – компонент тензора механических напряжений; запятая между индексами означает дифференцирование записанного до запятой выражения по координате, индекс которой проставлен после запятой; L_n – n -й компонент силы Лоренца; ρ_0 – плотность ферромагнетика; одна или две точки над символом физической величины обозначают первую или вторую производную по времени; ε_{lpk} – компонент тензора Леви-Чивиты, равный +1 или –1 при четных или нечетных перестановках чисел 1, 2, 3 (индексов l, p, k) и равный 0, когда любые два индекса из трех равны между собой; E_k и H_k – компоненты векторов напряженности электрического и магнитного поля; D_l и B_l – компоненты векторов индукции электрического и магнитного поля; ρ^e – объемная плотность свободных электрических зарядов. Символом H_k обозначена напряженность результирующего магнитного поля, т. е. величина $H_k(x_k, t) = H_k^0(x_k) + H_k^*(x_k) e^{i\omega t} + h_k(x_k, t)$, где $h_k(x_k, t)$ – k -ый компонент вектора напряженности внутреннего магнитного поля, которое возникает в объеме деформируемого ферромагнетика из-за вращения доменов. Следует подчеркнуть, что векторы $\vec{H}^*(x_k)$ и $\vec{H}^0(x_k)$ удовлетворяют уравнениям Максвелла по определению.

Применительно к металлам, т. е. к электропроводящим средам можно считать, что токи смещения с компонентами поверхностной плотности \dot{D}_l в уравнении (5) ничтожно малы (по крайней мере в мегагерцовом частотном диапазоне) по сравнению с токами проводимости. К тому же надо добавить, что дальнейшее изложение будет вестись в предположении, что плотность сторонних свободных электрических зарядов $\rho^e = 0$. Эти два обстоятельства дают все основания полагать в дальнейшем $\vec{D} = 0$.

Уравнения движения (3) и уравнения Максвелла (4) – (5) связаны между собой уравнениями состояния магнитоэластичной среды [7], которые в первом приближении можно представить в следующем виде

$$\sigma_{mn} = c_{mnkl}^H u_{k,l} - \frac{1}{2} m_{pqmn} H_p H_q, \quad (7)$$

$$B_s = m_{nskl} H_n u_{k,l} + \mu_{sm}^e H_m, \quad (8)$$

где c_{mnkl}^H и m_{pqmn} - компоненты тензоров модулей упругости и магнитоэлектрических констант размагниченного ферромагнетика; μ_{sm}^e - компонент тензора магнитной проницаемости «зажатого» (недеформируемого) ферромагнетика. Для поликристаллических материалов тензоры c_{mnkl}^H и m_{pqmn} являются изотропными тензорами четвертого ранга с компонентами $c_{mnkl}^H = \lambda \delta_{mn} \delta_{kl} + G(\delta_{mk} \delta_{nl} + \delta_{ml} \delta_{nk})$ и $m_{pqmn} = m_2 \delta_{pq} \delta_{mn} + (m_1 - m_2)(\delta_{pm} \delta_{ql} + \delta_{pl} \delta_{qm})/2$, где λ и G - константы Ламе; δ_{ij} - символы Кронекера, равные единице при одинаковых индексах i, j и равные нулю в противном случае; m_1 и m_2 экспериментально определяемые магнитоэлектрические константы, причем $m_1 \leq 1 \text{ Н/м}^2$ и $-m_1/2 \leq m_2 < 0$. Система уравнений (3) – (8) замыкается обобщенным законом Ома в дифференциальной форме для проводников с усложненными свойствами

$$J_i = r_{ik} (E_k + \varepsilon_{kpq} \dot{u}_p B_q), \quad (9)$$

где r_{ik} - компоненты тензоров электрической проводимости ферромагнетика. Тензоры магнитной проницаемости и электрической проводимости имеют матрицы диагонального типа. Следует заметить, что для движущейся токопроводящей среды соотношения (8) и (9) будут, в принципе, содержать добавки, величины которых обратно пропорциональны квадрату скорости распространения электромагнитных возмущений в среде. Очевидно, что в ультразвуковом диапазоне частот этими добавками можно пренебречь.

Объемная плотность сил Лоренца определяется следующим образом:

$$L_n = \varepsilon_{nrs} r_{rl} (E_l + \varepsilon_{lpq} \dot{u}_p B_q) B_s. \quad (10)$$

Таким образом, совместное решение уравнений движения (3) и уравнений Максвелла (4), (5) с учетом связывающих и дополняющих их соотношений (6) – (10) дает возможность определить как упругую, так и электромагнитную составляющую единого магнитоупругого или, как иногда говорят, электромагнитоупругого поля, существующего в объеме деформируемого и поляризованного постоянным магнитным полем металла.

Для того чтобы упростить дальнейшие рассуждения, представим совокупность дифференциальных уравнений (3) – (5) и дополняющих их материальных соотношений (6) – (10) в более компактной форме.

Подставим в уравнения движения (3) соотношения (7) и (10):

$$c_{mnkl}^H u_{k,lm} - \frac{1}{2} m_{pqmn} (H_p H_q)_{,m} + \varepsilon_{nrs} r_{rl} (E_l + \varepsilon_{lpq} \dot{u}_p B_q) B_s - \rho_0 \ddot{u}_n = 0 \forall x_k \in V. \quad (11)$$

С учетом выражений сформулированных выше предположений уравнение Максвелла (5) приобретает следующий вид:

$$\varepsilon_{ipk} H_{k,p} - r_{lr} (E_r + \varepsilon_{rpq} \dot{u}_p B_q) = 0. \quad (12)$$

Для поликристаллических металлов с матрицей электрической проводимости диагонального типа решение системы уравнений (12) относительно компонент вектора напряженности электрического поля записывается в следующем виде:

$$E_k = \frac{1}{r_{kk}} \varepsilon_{kml} H_{l,m} - \varepsilon_{kpq} \dot{u}_p B_q. \quad (13)$$

По индексу k в правой части выражения (13) не суммировать.

Подставляя определенный формулой (13) компонент вектора \vec{E} в уравнения Максвелла (4), получаем дифференциальное уравнение для магнитного компонента магнитоупругого поля

$$\varepsilon_{ijk} \left[\frac{1}{r_{kk}} \varepsilon_{kml} H_{l,mj} - \varepsilon_{kpq} (\dot{u}_p B_q)_{,j} \right] + \dot{B}_i = 0 \forall x_k \in V. \quad (14)$$

Единственность решения системы уравнений (11) и (14) обеспечивается граничными условиями для упругой и электромагнитной составляющей магнитоупругого поля

$$n_n \left(c_{mnkl}^H u_{k,l} - \frac{1}{2} m_{pqmn} H_p H_q + M_{mn} \right) = 0 \forall x_k \in S, \quad (15)$$

$$n_s (m_{nsl} H_n u_{k,l} + \mu_{sm}^e H_m - \mu_0 \tilde{H}_s) = 0 \forall x_k \in S, \quad (16)$$

$$\varepsilon_{ijk} n_j (H_k - \tilde{H}_k) = 0 \forall x_k \in S, \quad (17)$$

где \vec{n} - вектор единичной нормали к ограничивающей объем V поверхности S ; M_{mn} - компонент тензора напряжений Максвелла, причем $M_{mn} = H_n B_m - (\delta_{mn} H_k B_k)/2$; μ_0 - магнитная проницаемость вакуума; \tilde{H}_m - компоненты вектора напряженности магнитного поля рассеяния, которое излучается в окружающее пространство деформируемым металлом, удовлетворяющие уравнению

$$\nabla^2 \tilde{H} - (1/c_0^2) \ddot{\tilde{H}} = 0 \forall x_k \in (V^\infty - V)$$

в окружающем ферромагнетик пространстве (c_0 - скорость распространения электромагнитного излучения в вакууме) и обращаются в нуль на бесконечности.

При решении граничной задачи (11), (14) – (17) возникают две проблемы, которые можно кратко определить как нелинейность и связность.

Сопряженные с нелинейностью проблемы в значительной мере разрешаются с помощью метода полигармонических разложений, основные идеи которого были изложены в статье [8].

В работе [9] показано, что в присутствии достаточно сильного поля подмагничивания, когда выполняется условие (2), полигармоническую магнитоупругую задачу (11), (14) – (17) можно привести к двум последовательно решаемым гармоническим граничным задачам.

Первая задача имеет смысл стационарной граничной задачи теории упругости о возбуждении гармонических волн системой внешних сил, которые распределены по объему V некоторой конечной области металла с объемной плотностью $\tilde{f}^*(x_k)e^{i\omega t}$ и по поверхности S , ограничивающей этот объем, с поверхностной плотностью $\sigma_{ij}^*(x_k)e^{i\omega t}$. Для амплитуд гармонически изменяющихся во времени полей упругих смещений и сил эта задача формулируется следующим образом

$$c_{nmkl}^H u_{k,l} + \rho_0 \omega^2 u_n - f_n^* = 0 \forall x_k \in V, \quad (18)$$

$$n_j (c_{ijkl}^H u_{k,l} - \sigma_{ij}^*) = 0 \forall x_k \in S. \quad (19)$$

При электромагнитном возбуждении ультразвуковых волн в металлах неферромагнитной группы $f_n^* = L_n$ и $\sigma_{ij}^* = H_i^* B_j^0 - (\delta_{ij} H_k^* B_k^0)/2$. Для ферромагнетиков $f_n^* = m_{ijnm} (H_i^0 H_j^*)_{,m}$ и $\sigma_{ij}^* = m_{ijnm} H_i^0 H_j^*$. При этом предполагается, что внутренне магнитное поле не влияет на качественные и количественные характеристики процесса возбуждения ультразвуковых волн в ферромагнетиках.

Вторая задача позволяет определить компоненты вектора напряженности магнитного поля по найденным в результате решения граничной задачи (18), (19) компонентам $u_m(x_k)e^{i\omega t}$ вектора смещения материальных частиц ферромагнитного металла.

Формулировка этой задачи в терминах амплитуд гармонически изменяющихся во времени физических полей имеет следующий вид

$$\varepsilon_{mqi} \left(\frac{1}{r_{il}} \varepsilon_{ipk} h_{k,pq} \right) + i\omega \mu_{mp}^e h_p + i\omega m_{pmkl} H_p^0 u_{k,l} = 0 \forall x_k \in V^{(+)}, \quad (20)$$

$$\varepsilon_{kmn} n_m (h_n - \tilde{H}_n) = 0 \forall x_k \in S^{(+)}, \quad (21)$$

$$n_m (m_{pmij} H_p^0 u_{i,j} + \mu_{mn}^* h_n - \mu_0 \tilde{H}_m) = 0 \forall x_k \in S^{(+)}, \quad (22)$$

где $V^{(+)}$ и $S^{(+)}$ - объем металла и ограничивающая его поверхность за пределами области приложения внешних сил; \tilde{H}_m - компоненты магнитного поля рассеяния. Решение задачи (20) – (22) позволяет определить динамическое магнитное состояние деформируемого ферромагнетика с учетом скин эффекта и потерь энергии, обусловленных излучением электромагнитных волн в окружающее пространство. Если не учитывать внутреннее магнитное поле, то за пределами области существования переменного магнитного поля преобразователя амплитудное значение гармонически изменяющейся во времени магнитной индукции деформируемого ферромагнетика, как следует из уравнения (8), будет определяться следующим образом: $B_s = m_{nskl} H_n^0 u_{k,l}$. Это определение динамического магнитного состояния металла противоречит фундаментальному условию отсутствия магнитных зарядов, т. е. условию $B_{m,m} = 0$. Поэтому определение динамического магнитного состояния деформируемого ферромагнетика должно быть таким

$$B_s = m_{nskl} H_n^0 u_{k,l} + \mu_{sp}^e h_p, \quad (23)$$

где h_p - компонент вектора напряженности внутреннего магнитного поля, определенный в результате решения граничной задачи (20) – (22). Соотношение (23) является отправным пунктом при построении математической модели преобразователя электромагнитного типа в режиме регистрации ультразвуковых волн в ферромагнитных металлах.

Последовательное решение граничных задач (18), (19) и (20) – (22) позволяет приближенно описать напряженно-деформированное и динамическое магнитное состояние поляризованного постоянным магнитным полем ферромагнетика при локальном воздействии на него переменного магнитного поля ультразвукового преобразователя. Предлагаемый подход к описанию физического состояния ферромагнитного металла можно назвать методом последовательного приближения.

Деформирование в присутствии постоянного магнитного поля металла неферромагнитной группы сопровождается появлением конвективных электрических токов [10]. Амплитудное значение $j_k(x_m)$ k -го компонента вектора поверхностной плотности этого тока определяется следующим образом

$$j_k(x_m) = i\omega \mu_0 \varepsilon_{kmn} u_n(x_m) H_m^0(x_m), \quad (24)$$

где γ – компонент шарового тензора удельной электрической проводимости; амплитуды компонентов вектора смещения определяются в результате решения граничной задачи (18), (19). Выражение (24) является основополагающим при построении математической модели преобразователя

электромагнитного типа в режиме приема ультразвуковых волн, распространяющихся в металлах ферромагнитной группы.

Таким образом, решение граничной задачи (18), (19) позволяет определить смещения материальных частиц металла при локальном воздействии на него переменным магнитным полем преобразователя электромагнитного типа и построить в ходе этого определения частотную характеристику $\bar{W}(x_k, \omega, P)$, т. е. математическую модель, этого преобразователя. Помимо этого, решения граничной задачи (18), (19) дают возможность определить динамическое электрическое и магнитное состояние деформируемого металла.

Выводы

1. Сформулирован новый концептуальный подход решения проблемы возбуждения акустических колебаний в электропроводных ферромагнитных металлах с учетом параметров преобразователя, свойств материала, характеристик возбуждающего сигнала, содержащая уравнение движения частиц металла, уравнения Максвелла и обобщенный закон Ома в дифференциальной форме для проводников с усложненными свойствами. Полученная обобщенная система уравнений определена граничными условиями, учитывающими их нелинейность и связность.

2. Определены пути решения задач по нахождению упругих смещений, возбуждаемых преобразователем электромагнитного типа в металлах ферромагнитной и ферромагнитной групп.

3. Показано, что свойства возбуждаемого упругого поля определяются, при прочих равных условиях, функцией, определяемой как «частотная характеристика преобразователя». Выделение этой функции дает возможность рассчитывать все параметры преобразователя электромагнитного типа.

Список литературы: 1. Неразрушающий контроль: Справочник: В 7 т. Под общ. ред. В.В. Клюева. Т.3: Ультразвуковой контроль / И.Н. Ермолов, Ю.В. Ланге. – М.: Машиностроение, 2004, 864 с. 2. Сучков Г.М. Возможности современных ЭМА толщиномеров // Дефектоскопия. - 2004. - №12. - С. 16-25. 3. Сучков Г.М. Современные возможности ЭМА дефектоскопии. – Дефектоскопия, 2005, №12, с. 24–39. 4. Сучков Г.М., Донченко А.В. Реальная чувствительность ЭМА приборов // Дефектоскопия. – Екатеринбург, 2007. – №6. 5. Сучков Г.М. и др. Повышение чувствительности ЭМА приборов. – Дефектоскопия. 2008. №2. С. 15-22. 6. Сучков Г.М. Розвиток теорії і практики створення приладів для електромагнітно-акустичного контролю металовиробів. Автореф. дис. д.т.н., Харків, НТУ «ХПІ», 2005 - 37 с. 7. Власов К. Б. Некоторые вопросы теории упругих ферромагнитных (магнитострикционных) сред // Изв. АН СССР. Сер. физическая. – 1957. – Т. 21. – № 8. – С. 1140–1148. 8. Петрицев О. Н. Метод полигармонических разложений – новый подход к решению нелинейных задач магнитоупругости // Акустика и ультразвуковая техника. – 1987. – Вып. 2. – С. 85–90. 9. Петрицев О.Н. Возбуждение волн Рэлея в металлической полосе, поляризованной постоянным магнитным полем // Акустичний вісник. – 2005. – 8. - №1 - 2. - С. 85 – 95. 10. Бардзокас Д. И., Кудрявцев Б. А., Сенник Н. А. Распространение волн в электромагнитоупругих средах. – М.: Едиториал УРСС, 2003. – 236 с.