

КОРБАН Н.П., аспирант

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ ФЕРРОЗОНДОВОГО ДЕФЕКТОСКОПА

Розглядається метод вимірювання параметрів поля розсіяння дефекту при прикладеному постійному і змінному магнітних полях. Розроблена математична і геометрична моделі процесу формування магнітного потоку в осерді ферозонду, індукованого дефектом і математична модель функції перетворення ферозонду. Проведений чисельний експеримент.

Рассматривается метод измерения параметров поля рассеяния дефекта при приложенном постоянном и переменном магнитных полях. Разработана математическая и геометрическая модели процесса формирования магнитного потока в сердечнике феррозонда, индуцированного дефектом и математическая модель функции преобразования феррозонда. Произведен численный эксперимент.

Введение. Одним из видов помех при феррозондовой дефектоскопии являются поля, созданные неоднородными по магнитным свойствам областями, расположенных на участках контролируемой детали. Существенно уменьшить уровень этого вида помех можно намагничиванием объема контролируемого металла до определенного уровня насыщения постоянным магнитным полем, а контроль дефектов осуществлять в приложенном переменном магнитном поле. Таким образом, дефектоскопирование производится в приложенных постоянном и переменном магнитных полях, что ранее не практиковалось и требует определенных теоретических исследований. Основой этих исследований должна являться математическая модель процесса формирования магнитного потока в сердечниках феррозонда, индуцированного дефектом. Этому вопросу посвящается настоящая статья.

1. Конструкция магнитной системы феррозондового дефектоскопа. Конструкция магнитной системы дефектоскопа показана на рис. 1.

По поверхности контролируемой детали 1 перемещается П-образный магнитопровод 3 с расположенными на нем катушками постоянного тока 4 и переменного тока 5. Между полюсами П-образного магнитопровода расположен феррозонд 6, полуэлементы которого включены по градиентометрической схеме.

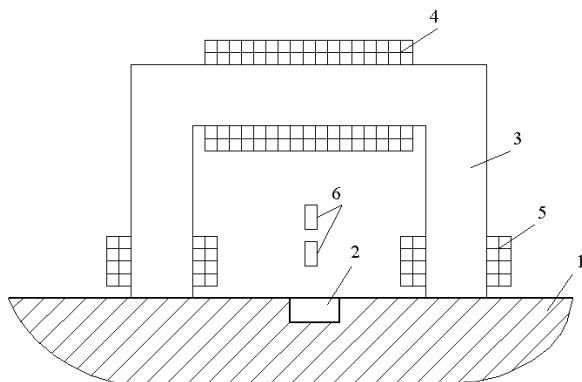


Рис. 1. Конструкция магнитной системы дефектоскопа: 1 – контролируемая деталь; 2 – область расположения дефекта; 3 – магнитопровод намагничивающего устройства; 4 – катушка постоянного тока; 5 – катушка переменного тока; 6 – полуэлементы феррозонда.

Постоянное магнитное поле, создаваемое электромагнитом намагничивает область расположения дефекта 2 до состояния близкого к насыщению. Поле подмагничивание включено постоянно во время контроля дефектов. Одновременно в катушку переменного тока 5 подается переменный ток частотой 50-1000 Гц. Дефект обнаруживается в переменном поле. Магнитометрический канал феррозонда имеет фильтр, настроенный на частоту зондирующего магнитного переменного магнитного поля.

2. Математическая модель электромагнитного поля дефекта. Геометрическая модель дефекта показана на рис. 2.

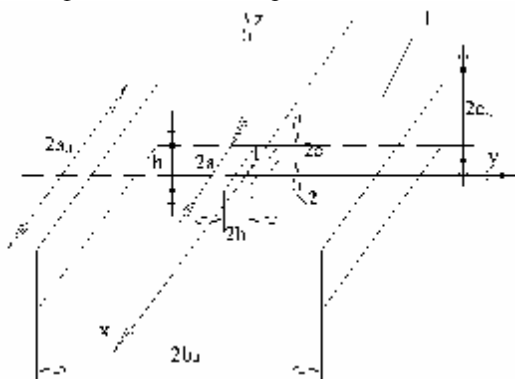


Рис. 2. Геометрическая модель детали с дефектом: 1 – деталь; 2 – дефект.

Для численного расчета параметров электромагнитного поля целесообразно использовать метод интегральных граничных уравнений, записанных

относительно введенных вспомогательных поверхностных фиктивных источников, распределенных на границе раздела сред с различными электрофизическими свойствами.

Руководствуясь рекомендациями, изложенными в [1], вводится один векторный и один скалярный фиктивные источники. Принимается, что $\vec{i} = \vec{n} \times \vec{H}$ – вектор плотности простого слоя электрического тока и $\vec{\sigma} = \vec{n} \times \vec{H}$ – плотность простого слоя магнитных зарядов.

В результате преобразований получается полная система сингулярных уравнений Фредгольма второго рода, к которой сводится краевая задача для поля вектора $\vec{H}$ [2]:

$$\begin{aligned} \vec{i} \frac{\vec{k}(Q)}{2} + \vec{n} \times \oint_S \vec{k}(P) \vec{g}_H dS_P + \vec{n} \times \oint_S \frac{\vec{\sigma}(P)}{4\pi r_{QP}} dS_P &= \vec{n} \times \vec{H}_{CT}(Q); \\ \vec{i} \frac{\vec{\sigma}(Q)}{2} + \mu_r \vec{n} \times \oint_S \vec{k}(P) \vec{g}_H dS_P + \vec{n} \times \oint_S \frac{\vec{\sigma}(P)}{4\pi r_{QP}} dS_P &= \vec{n} \times \vec{H}_{CT}(Q), \end{aligned} \quad (1)$$

где Q – точка наблюдения; $\frac{1}{4\pi r}$ – функция Грина в вакууме; P – точка исто-

ка, принадлежащая границе раздела сред; $\vec{g}_H = \frac{e^{-jkr_{QP}}}{4\pi r_{QP}}$ – фундаментальная

функция Грина, определяющая поле точечного источника в проводящей среде; r_{QP} – расстояние между точкой наблюдения и точкой источника;

$r = r_{QP} = \sqrt{(x_Q - x_P)^2 + (y_Q - y_P)^2 + (z_Q - z_P)^2}$. $\vec{H}_{CT}(Q)$ – вектор напряженности магнитного поля, созданного сторонним источником, при решении (2) считается однородным.

Существование и единственность (1) доказаны в [2].

После решения системы уравнений (1) напряженность поля вне проводящего объекта вычисления по формуле [2]:

$$\vec{H}(Q) = -\frac{1}{4\pi} \oint_S \frac{\vec{\sigma}(P)}{r_{QP}} dS_P + \vec{H}_{CT}. \quad (2)$$

Внутри проводящего объекта с локальной неоднородностью поле вычисляется по формуле [2]:

$$\vec{H}(Q) = \oint_S \vec{k}(P) \times \vec{g}_H dS_P. \quad (3)$$

Численный расчет поля производится по алгоритмам и рекомендациям, приведенным в [1]. При численном решении система интегральных уравнений (1) сводится к СЛАУ путем разбиения площади детали, на которой рас-

положен дефект, на элементарные прямоугольные площадки с точками кол-лакций в центрах площадок.

В результате расчета определяется комплексная плотность простого слоя магнитных зарядов Φ , которая зависит от магнитной проницаемости материала детали, то есть от величины подмагничивающего постоянного поля $\bar{H}_0$. Величина магнитной проницаемости определяется после численного решения уравнения (1). При этом объем контролируемого материала разбиваются на элементарные объемы, которые имеют форму параллелепипеда.

После определения плотности магнитных зарядов на поверхности дефекта определяется магнитный поток в сердечниках полуэлементов феррозонда с помощью модифицированной формулы К.М. Поливанова [3]:

$$\Phi = \frac{1}{\dot{I}_w} \oint_S \dot{\Phi} dS, \quad (4)$$

где $\dot{\Phi}$ — комплексное значение магнитного потенциала, создаваемого обмоткой феррозонда с числом витков w , на которой протекает комплекс тока $\dot{I}$, S — площадь поверхности дефекта.

Расчет потенциала можно выполнить по методике, изложенной в [3].

Для расчета подмагничивающего поля постоянного поля используется математическая модель, предложенная в [1]:

$$\bar{H}(Q) = \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^6 \dot{a} \dot{a} M_{kj} \oint_{S_k} \frac{\bar{r}}{r_{QP}^3} dS_k + \bar{H}_0, \quad (5)$$

здесь k — грани параллелепипедов, на которые разбивается намагничивающая область; j — элементарный объем; M — намагниченность j -том объеме; $\bar{H}(Q)$ — напряженность в точке наблюдения; S_k — площадки, ограничивающие элементарные объемы; $\bar{H}_0$ — напряженность намагничивающего поля.

3. Математическая модель функции преобразования феррозонда. Принципиальная схема феррозонда показана на рис. 3.

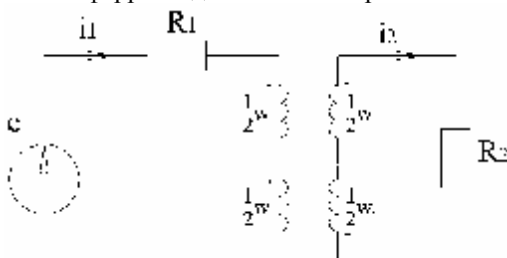


Рис.3. Принципиальная схема феррозонда

Для схемы справедлива следующая система уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\omega} \frac{d}{dt} \Psi_{11} + \frac{d}{dt} \Psi_{12} + i_1 R_1 &= e; \\ \frac{1}{\omega} \frac{d}{dt} \Psi_{21} - \frac{d}{dt} \Psi_{22} + i_2 R_{21} &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

здесь Ψ_{11} , Ψ_{12} и Ψ_{21} , Ψ_{22} – потокосцепление двух полуэлементов феррозонда.

$$\begin{aligned} \Psi_{11} &= \frac{1}{2} w_1 S B (H_1 + H_2 + H_0); \\ \Psi_{12} &= \frac{1}{2} w_1 S B (H_1 - H_2 - H_0); \\ \Psi_{21} &= \frac{1}{2} w_2 S B (H_1 + H_2 + H_0); \\ \Psi_{22} &= \frac{1}{2} w_2 S B (H_1 - H_2 - H_0); \end{aligned} \quad (7)$$

где S – площадь сечения феррозонда; H_0 – напряженность измеряемого поля; H_1 – напряженность поля возбуждения; H_2 – напряженность поля, создаваемого током вторичной обмотки; $e = E_m \sin(\omega t)$ – э.д.с. генератора возбуждения.

Система дифференциальных уравнений (8) с учетом (9) сводится к виду [3]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\omega} w_1 S \times k_{\zeta}^{\frac{\pi}{2}} \frac{d}{dt} H_1 + \frac{d}{dt} H_2 \frac{\ddot{\theta}}{\theta} + w_1 S \times m_{\zeta}^{\frac{\pi}{2}} \frac{d}{dt} H_1 - \frac{d}{dt} H_2 \frac{\ddot{\theta}}{\theta} + H_1 \frac{l R_1}{w_1} &= e, \\ \frac{1}{\omega} w_2 S \times k_{\zeta}^{\frac{\pi}{2}} \frac{d}{dt} H_1 + \frac{d}{dt} H_2 \frac{\ddot{\theta}}{\theta} - w_2 S \times m_{\zeta}^{\frac{\pi}{2}} \frac{d}{dt} H_1 - \frac{d}{dt} H_2 \frac{\ddot{\theta}}{\theta} + H_2 \frac{l R_2}{w_2} &= 0; \end{aligned} \quad (7)$$

здесь

$$k = \frac{B_s / H_s}{1 + \frac{\pi}{2 H_s} (H_1 + H_2 + H_0)}; \quad m = \frac{B_s / H_s}{1 + \frac{\pi}{2 H_s} (H_1 - H_2 - H_0)},$$

B_s , H_s – индукция и напряженность насыщения сердечника феррозонда, l – длина сердечников феррозондов.

Сигнал на выходе феррозондов рассчитывается по формуле:

$$U_{\text{вых}} = -H_2 \frac{l R_2}{w_2} \quad (8)$$

Решение системы нелинейных дифференциальных уравнений (7) произ-

водится численным методом.

4. Результаты численного эксперимента. При численных экспериментах сечение дефекта считалось прямоугольным, длина дефекта составляла $10l_\phi$ (l_ϕ – длина сердечника феррозонда), что позволяло считать, что распределение поля над дефектом не зависит от длины дефекта. Переменными параметрами дефекта являлись его ширина $2a$ (раскрытие) и глубина h .

Составляющие вектора напряженности магнитного поля рассчитывались на расстоянии 1,0-3 мм от поверхности, что соответствует практике неразрушающего контроля.

Ширина раскрытия дефектов варьировалась в пределах 0,1-2 мм, глубина трещин составляла 0-5 мм.

Величина зондирующего магнитного поля на поверхности детали составляла 2500 А/м. Магнитные характеристики были взяты для магнитной стали 16ГНМ и Ст20.

Особенности топографии магнитных полей дефектов иллюстрируются графиками, приведенными на рис. 4, 5. На рис. 4 показаны касательная (горизонтальная) составляющая напряженности магнитного поля H_x и нормальная (вертикальная) составляющая поля рассеяния дефекта.

Необходимо отметить, что в приложенном переменном поле интенсивность поля дефекта больше на 18-20 %. Особенно увеличивается при переменном поле нормальная составляющая напряженности поля (рис. 4, б).

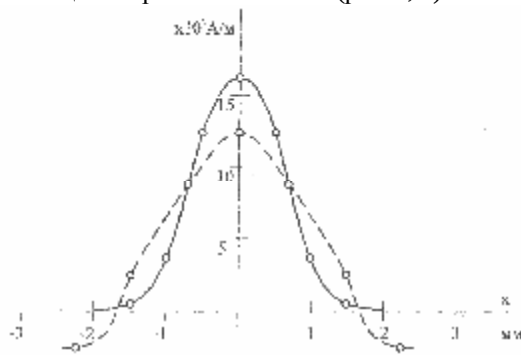


Рис.4. Зависимость горизонтальной составляющей магнитного поля от координаты x , для дефекта $2b=0,05$ мм, $h=2,5$ мм.

— переменное поле
- - - постоянное поле

Это увеличение интенсивности поля характерно для всех геометрических размеров дефекта. При этом сигнал дефекта более локализован, что видно из графиков рис.5.

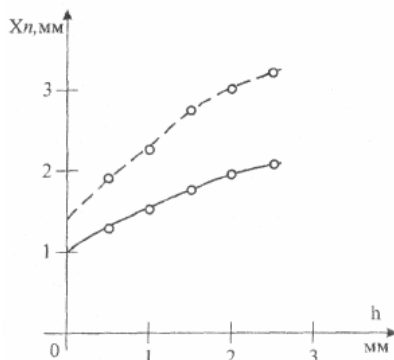


Рис. 5. Зависимость параметра x_n от глубины трещины h ($2b=0.2$ мм).

Глубина для переменного поля оказывает более слабое влияние на максимальное значение нормальной составляющей напряженности поля дефекта. Приложенное значение постоянного магнитного поля до некоторых значений увеличивает максимальное значение переменного поля рассеяния дефекта, а при дальнейшем увеличении подмагничивающего поля это значение начинает уменьшаться. Это происходит потому, что вначале, с ростом подмагничивающего поля, увеличивается магнитная проницаемость материала, которая при достижении некоторого значения напряженности поля подмагничивания начинает уменьшаться. Таким образом, имеется выбор: или увеличивать чувствительность феррозондового дефектоскопа путем приложения в зоне контроля постоянного поля, или уменьшать на некоторую величину чувствительность, но при этом повышая его защищенность от помех, вызванных магнитной неоднородностью контролируемого материала.

При увеличении ширины раскрытия дефекта амплитуда поля рассеяния несколько падает, причем это падение для приложенного переменного поля более явное, чем постоянного магнитного поля.

Из вышесказанного можно сделать вывод, что контроль поверхностных дефектов в приложенном переменном поле имеет определенные преимущества перед контролем в приложенном постоянном.

К этим преимуществам относится более интенсивное поле рассеяния дефекта и его большая локализованность. Возбуждение переменным и постоянным полями дает возможность регулировать чувствительность измерительного канала и уменьшать влияние помех, вызванных магнитной неоднородностью контролируемого участка детали.

Выводы

1. В приложенном переменном электромагнитном поле максимальные значения составляющей вектора напряженности поля рассеяния дефектов типа трещин в 1,2-1,4 раза больше, чем в приложенном постоянном поле.
2. Расстояние между максимальными значениями функции напряженно-

сти магнитного поля рассеяния дефектов в приложенном синусоидальном электромагнитном поле составляет 0,6-0,7 от расстояния между этими максимумами в приложенном постоянном поле. Иными словами, поле рассеяния дефектов более локализовано в пространстве, чем поле, индуцированное постоянным магнитным полем.

3. Эффект увеличения максимального значения информационного параметра поля дефекта и локализации поля в пространстве возрастает при использовании в качестве приложенного неоднородного переменного электромагнитного поля.

Список литературы: 1. П.А. Курбатов, С.А. Аринчин, Численный расчет электромагнитных полей. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 168 с. 2. Тозони О.В., Майергойз И.Д. Расчет трехмерных электромагнитных полей. – К.: Техніка, 1974. – 352 с. 3. А.Ю. Полтавцев, Н.П. Корбан, А.Е. Якименко. Моделирование процесса измерения неоднородных магнитных полей феррозондом. Техническая электродинамика. Тем. выпуск. 2008. С. 13-15.

Поступила в редколлегию 15.09.08.