УДК 621.318.38

МЕТОДИКА РАСЧЕТА МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПРИ ЛОКАЛЬНОМ НАМАГНИЧИВАНИИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ПРИ ПОМОЩИ ТОКОВОДОВ

Н.А. Жученко, А.И. Комиссаренко, О.В. Тарасенко

Восточноукраинский национальный университет имени Владимира Даля, кв. Молодежный 20а, г. Луганск, 91034, тел. (0642) 41-22-54, e-mail: nzhuchenko@mail.ru

Для розрахунку поля, що створюється струмоводами над поверхнею, запропоновано нову методику, яка полягає у визначенні частотного спектру щільності струму над поверхнею, яка контролюється, що дає можливість визначити магнітне поле при різноманітних конфігураціях струмоводу. Основою математичної моделі зондуючого поля, що створюється прошарком струму над поверхнею деталі, яка контролюється, є інтегральне рівняння Фредгольма 2-го роду.

Для расчета поля, создаваемого тоководами над поверхностью, предложена новая методика, которая заключается в определении частотного спектра плотности тока над контролируемой поверхностью, что дает возможность определить магнитное поле при различных конфигурациях токовода. Основой математической модели зондирующего поля, созданного слоем тока над поверхностью контролируемой детали, является интегральное уравнение Фредгольма 2-го рода.

A new method for the calculation of the field, created by conductors above a surface which consists in definition of frequency spectrum of density of current above the controlled surface is offered, that enables to define the magnetic field at different configurations of conductor. Integral equalization of Fredholm of 2-nd sort is basis of mathematical model of the sounding field, created by a layer of a current above a surface of a controllable detail.

Любая задача магнитного контроля состоит из нескольких этапов: подготовка поверхности контроля, намагничивание контролируемой поверхности способом, который является оптимальным для конкретной отдельно взятой детали, считывание полученной магнитной информации при помощи магниточувствительных элементов, обработка этих данных и получение окончательного результата о наличии либо отсутствии дефектов на контролируемой поверхности, или параметрах (ширина раскрытия, глубина, протяженность) дефектов.

Причем этап намагничивания контролируемой поверхности в зависимости от зондирующего устройства, конфигурации контролируемой детали, наличия негладкости поверхности может отличаться.

В настоящее время хорошо известны и широко используются следующие виды конструкций источников зондирующих магнитных полей, которые позволяют локально намагничивать исследуемую поверхность: П – образные, стержневые или U – образные электромагниты; круглые цилиндрические катушки; токовые электроды, которые пропускают ток по объему детали, а также разновидности перечисленных конструкций [1 – 3]. Расчёты магнитного поля проводились по известным методикам с алгоритмом итерационного решения системы интегральных уравнений [4, 5].

Все перечисленные конструкции зондирующих полей подразумевают наличие хорошего доступа к исследуемой поверхности, в противном случае возможно возникновение дополнительных сложностей использования перечисленных конструкций, связанных с недоступностью участка, который необходимо намагнитить.

Данная статья посвящена намагничиванию поверхности при помощи конструкции источника (рис. 1), которая представляет собой тоководы (проводники с током), расположенные над исследуемой поверхностью, по которым протекает ток.

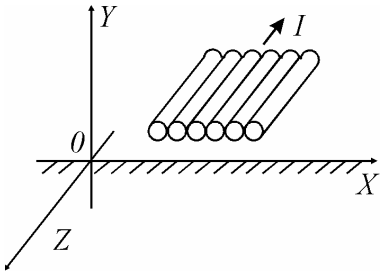


Рисунок 1 – К расчету поля проводников с током

Предложенная методика использовалась для расчета магнитных полей ферромагнитных изделий, имеющих сложную конфигурацию и характеризующихся негладкостью контролируемой поверхности [6], а также для анализа параметров магнитных полей в дугогасительных устройствах коммутационных аппаратов [7].

Основой математической модели зондирующего поля, созданного слоем тока над поверхностью контролируемой детали, является интегральное уравнение Фредгольма 2-го рода [4]:

$$\varphi_i = \frac{1}{4\pi\mu_0}\left[\sum_{\substack{i=1\\ j\neq 1}}^{N}\sigma_j\frac{1}{\left|\overline{r_i}-\overline{r_j}\right|}\Delta S_j + \sigma_j\int_{\Delta S_j}\frac{1}{\left|\overline{r_{ij}}\right|}dS_j\right]. \quad (1)$$

Предлагается следующая методика расчета таких устройств.

Пусть параллельные нити токов, текущих в направлении *OZ* по плоскости *XOZ*, создают магнитное поле с напряженностью $H(xy)$. При этом напряженность поля от тока I, совпадающего с осью *OZ*, можно рассчитать по формулах:

$$H_x = \frac{I}{2\pi}\frac{y}{x^2+y^2}, \qquad H_y = \frac{I}{2\pi}\frac{x}{x^2+y^2}. \quad (2)$$

Напряженность поля от нити с током I, текущим по линии $x=\xi$, можно найти из формул:

$$H_x = \frac{I}{2\pi}\frac{y}{(x-\xi)^2+y^2}, \quad (3)$$

$$H_y = \frac{I}{2\pi}\frac{x-\xi}{(x-\xi)^2+y^2}. \quad (4)$$

Если величина тока в каждой нити есть функция координаты ξ, то есть $I = I(\xi)$, то для подсчета магнитной напряженности поля от всех линий с током нужно найти суммы вида:

$$H_x = \frac{1}{2\pi}\sum_{\xi=b}^{c} I(\xi_n)\Delta\xi\frac{y}{(x-\xi_n)^2+y^2}, \quad (5)$$

$$H_y = \frac{1}{2\pi}\sum_{\xi=b}^{c} I(\xi_n)\Delta\xi\frac{x-\xi_n}{(x-\xi_n)^2+y^2}. \quad (6)$$

Перейдя от сумм к интегралу при $\Delta\xi\to d\xi;\ \ b,c\to\pm\infty$, получается, что

$$H_x = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} I(\xi)\frac{y}{(x-\xi)^2+y^2}d\xi, \quad (7)$$

$$H_y = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} I(\xi)\frac{x-\xi}{(x-\xi)^2+y^2}d\xi. \quad (8)$$

Используя теорему о свертке, получим, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} I(\xi)f(x-\xi)d\xi = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} I(\omega)S(\omega)e^{j\omega x}d\omega, \quad (9)$$

где $I(\omega)$ – спектр функции $I(\xi)$, $S(\omega)$ – спектр функции $\frac{x}{x^2+y^2}$ или $\frac{y}{x^2+y^2}$.

Можно найти напряженности H_x, H_y, но не в виде явных функций от x и y, а в виде спектров $H_x(\omega)$ и $H_y(\omega)$, причем

$$H_x(\omega) = I(\omega)S_x(\omega), \quad (10)$$

$$H_y(\omega) = I(\omega)S_y(\omega). \quad (11)$$

Спектр $S_x(\omega)$ и в данном случае будет таким:

$$S_x(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty}\frac{x}{x^2+y^2}e^{-j\omega x}dx = \quad (12)$$
$$= \int_{-\infty}^{\infty}\frac{x}{x^2+y^2}\cos\omega x dx - j\int_{-\infty}^{\infty}\frac{x}{x^2+y^2}\sin\omega x dx.$$

Второй интеграл равен нулю, так как подынтегральная функция нечетная, а первый интеграл – табличный. Таким образом

$$S_x(\omega) = \pi e^{-|\omega y|} \text{ (функция четная).} \quad (13)$$

Аналогично получается, что

$$S_y(\omega) = \pm j\pi e^{-|\omega y|} \text{ (функция нечетная).} \quad (14)$$

Таким образом, спектры функций нормальной и тангенциальной составляющей вектора напряженности магнитного поля от плоского распределения прямых токов могут быть найдены из соотношений:

$$H_x(\omega) = \pi I(\omega) e^{-|\omega y|} \text{ (функция четная),} \quad (15)$$

$$H_y(\omega) = \pm j\pi I(\omega) e^{-|\omega y|} \text{ (функция нечетная).} \quad (16)$$

При объемном распределении токов, направленных по оси *OZ*, их плотность может быть записана в таком виде:

$$I(\xi, \eta) = N(\xi) M(\eta), \quad (17)$$

где $\xi = x$, $\eta = y$.

При этом спектр напряженности магнитного поля расстоянии y $(\eta = \eta_n)$ от плоскости *XOZ* можно записать так:

$$H_x(\omega) = \pi e^{-\omega(y+\eta_n)} N(\omega) M(\eta_n) \Delta\eta, \quad (18)$$

$$H_y(\omega) = \pm j\pi e^{-\omega(y+\eta_n)} N(\omega) M(\eta_n) \Delta\eta, \quad (19)$$

а спектр от всех слоев с током толщиной $\Delta\eta$ можно найти путем суммирования:

$$H_x(\omega) = \pi \sum_{i=0}^{\infty} N(\omega) e^{-\omega(y+\eta_{ni})} M(\eta_{ni}) \Delta\eta_i, \quad (20)$$

$$H_y(\omega) = \pm j\pi \sum_{i=0}^{\infty} N(\omega) e^{-\omega(y+\eta_{ni})} M(\eta_{ni}) \Delta\eta_i. \quad (21)$$

Переходя к бесконечно малым величинам, можно записать, что

$$H_x(\omega) = \pi N(\omega) e^{-|\omega y|} \int_0^{\infty} M(\eta) e^{-\omega\eta} d\eta, \quad (22)$$

$$H_y(\omega) = \pm j\pi N(\omega) e^{-|\omega y|} \int_0^{\infty} M(\eta) e^{-\omega\eta} d\eta. \quad (23)$$

Или

$$H_x(\omega) = \pi N(\omega) M(\omega) e^{-|\omega y|}, \quad (24)$$

$$H_y(\omega) = \pm j\pi N(\omega) M(\omega) e^{-|\omega y|}, \quad (25)$$

где $N(\omega)$ – комплексный спектр функции $N(\xi)$,

$M(\omega) = \int_0^{\infty} M(\eta) e^{-\omega\eta} d\eta$ (преобразование Лапласа).

На рис. 2 показаны две катушки с током, расположенные над ферромагнитной поверхностью, а также предложена аппроксимация токов, протекающих по тоководам (рис.3).

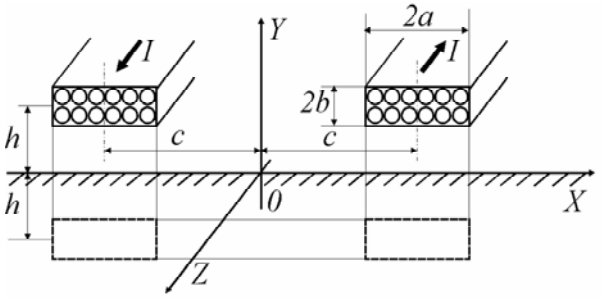


Рисунок 2 – Система тоководов

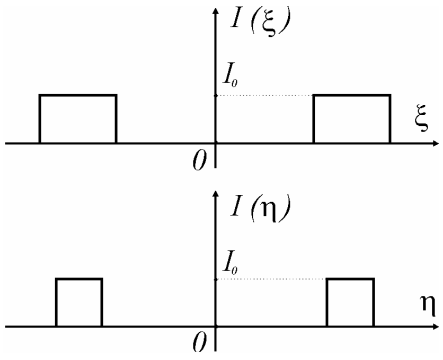


Рисунок 3 – Аппроксимация токов, протекающих по тоководам

Для этого случая

$$N_x(\omega) = \pi e^{-|\omega y|} 2bI_0 \frac{\sin \omega b}{\omega b}, \quad (26)$$

$$N_y(\omega) = \pm j\pi e^{-|\omega y|} 2bI_0 \frac{\sin \omega b}{\omega b}, \quad (27)$$

$$M(\omega) = I_0 \frac{1 - e^{-\omega a}}{\omega a}. \quad (28)$$

Откуда следует, что

$$H_x = 2\pi b I_0^2 \frac{\sin \omega b}{\omega b} \frac{1 - e^{-\omega a}}{\omega a} e^{-|\omega y|}, \quad (29)$$

$$H_y = \pm 2 j\pi b I_0^2 \frac{sin\,\omega\, b}{\omega\, b} \frac{1-e^{-\omega a}}{\omega a} e^{-|\omega y|}. \quad (30)$$

Путем выполнения обратного преобразования Фурье находятся значения составляющих напряженности магнитного поля H_x и H_y.

ВЫВОДЫ

Для расчета поля, создаваемого тоководами, расположенными над поверхностью, предложена методика, которая заключается в определении частотного спектра плотности тока над контролируемой поверхностью;

Предложенная методика дает возможность определить параметры магнитного поля путем использования обратного преобразования Фурье при различных конфигурациях токовода.

Литература

1. Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий. Справочник. В 2-х книгах. Кн.2/Под ред. В.В. Клюева. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Машиностроение, 1986. – 352с.

2. Бродович Н.В., Горчилин В.В., Шилин А.П. Испытания и магнитный контроль ответственных вагонных деталей. – М.: Трансжелдориздат, 1955. – 128 с.

3. Тарасенко О.В., Жученко Н.А. Устройство локального намагничивания массивных ферромагнитных изделий // Технічна електродинаміка. Тематичний випуск „Проблеми сучасної електротехніки”. – Київ: Інститут електродинаміки НАН України. – 2004. – ч. 3. – С. 12-16.

4. Курбатов П.А., Аринчин А.С. Численный расчет электромагнитных полей. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 168с.

5. Жученко Н.А., Швец С.Н., Басим Т. Определение информационных параметров магнитных полей рассеяния намагниченных участков ферромагнитных материалов // Технічна електродинаміка. Тематичний випуск „Проблеми сучасної електротехніки”.–Київ: Інститут електродинаміки НАН України. – 2002. – ч. 7. – С. 111-114.

6. Жученко Н.О. Удосконалення систем дефектоскопії деталей ходової частини рухомого складу: Автореф. дис. … канд. техн. наук / СНУ ім. В.Даля, Луганськ, 2007. – 20 с.

7. Комиссаренко А.И. Разработка алгоритма САПР дугогасительных устройств коммутационных аппаратов с оптимальными параметрами // Вісник СНУ ім.В.Даля. – Луганськ, вид-во СНУ ім.В.Даля. – 2007. – № 5 (111). – ч. 1. – С. 188-195.

Рекомендована до друку Оргкомітетом 5-ої Міжнародної н/т конференції „Сучасні прилади, матеріали і технології для неруйнівного контролю і технічної діагностики машинобудівного і нафтогазопромислового обладнання”, яка відбулася в ІФНТУНГ 02–05.12.2008р.