ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ
Т. 56, № 8/2 ФИЗИКА 2013

УДК 537.85

Д.Я. СУХАНОВ, Е.С. БЕРЗИНА

МАГНИТНАЯ ИНТРОСКОПИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РЕШЕТКИ ДАТЧИКОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Предлагается метод визуализации распределения тока в плоском объекте по дистанционным двумерным измерениям z-компоненты индукции магнитного поля решёткой индукционных катушек. Предлагаемый метод разрабатывается на основе анализа измеренного магнитного поля в области пространственных спектров и может найти применение в системах дефектоскопии металлических конструкций.

***Ключевые слова*:** *магнитная дефектоскопия, индукционный ток, магнитная интроскопия.*

Введение

Томографические методы исследования находят широкое применение в дефектоскопии, археологии, геологии, а также в системах безопасности. Существуют различные радиоволновые, ультразвуковые, рентгеновские и магнитные методы томографии. Каждый имеет свои достоинства и недостатки, области применения и тип исследуемых объектов. Методы магнитной томографии и интроскопии могут использоваться для диагностики электропроводящих объектов, а также для обнаружения электропроводящих объектов за диэлектрическими преградами. Кроме того, слабо переменные магнитные поля проникают через металлические преграды, что позволяет обнаруживать объекты за ними [1, 2]. Одной из существенных проблем магнитной томографии является плохая локализация магнитного поля на расстоянии от источника, что приводит к низкому разрешению восстанавливаемых томографических изображений. В [3] был предложен и экспериментально проверен итерационный метод визуализации индукционных токов с повышенным разрешением по дистанционным измерениям вектора магнитной индукции на плоской поверхности. Однако данный метод требует измерения трёх компонент вектора магнитной индукции.

В настоящей работе предлагается метод восстановления распределения плотности тока по измерениям только z-компоненты вектора магнитной индукции.

Постановка задачи

Рассмотрим схему измерений (рис. 1), в которой в качестве источника слабопеременного магнитного поля используется прямоугольная катушка. Поле катушки наводит в металлическом объекте индукционные токи, порождающие вторичное магнитное поле. В плоскости, параллельной плоскости катушки-источника, проводятся измерения вектора магнитной индукции на некотором расстоянии h от объекта. Сначала измеряется поле без объекта, т.е. измеряется поле катушки-источника. В дальнейшем, когда измерения проводятся с объектом, поле источника вычитается из результатов, и таким образом получается только поле, вызванное индукционными токами в объекте.

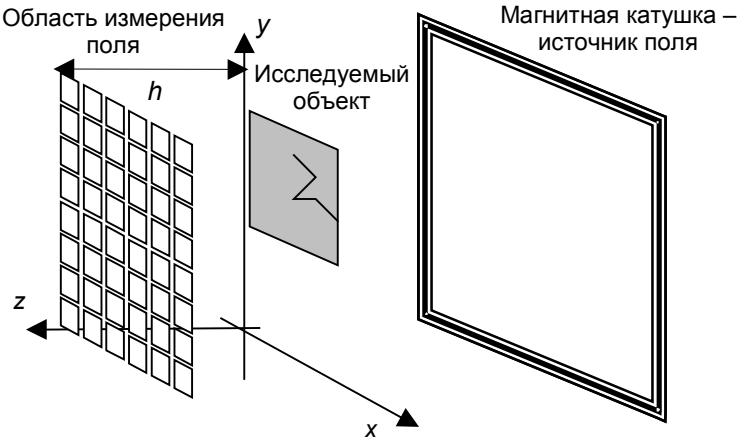


Рис. 1. Схема измерений

Считаем, что объект плоский, т.е. токи, наводимые в нём, имеют только составляющие x и y. Также справедливы приближения квазимагнитостатитки. Будем считать, что источник поля – это индукционные токи исследуемого объекта, так как поле катушки-источника исключается путем вычитания фона. В качестве модели объекта рассмотрим две несоединённые прямоугольные рамки с током, лежащие в одной плоскости (рис. 2, *а*). С помощью дифференциального закона Био – Савара – Лапласа [4] была рассчитана z-компонента вектора магнитной индукции в плоскости на расстоянии 5 см от объекта (рис. 2, *б*).

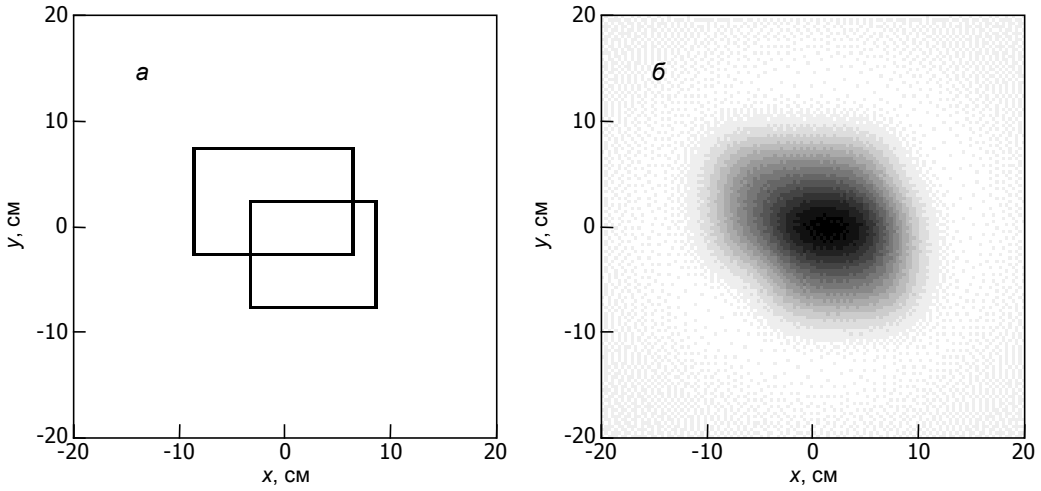


Рис. 2. Моделирование магнитного поля двух рамок с током: *а* – моделируемый объект, *б* – z-компонента магнитной индукции на расстоянии 5 см

Восстановление распределения индукционных токов

Для восстановления распределения индукционных токов воспользуемся решением в запаздывающих потенциалах для векторного потенциала:

$$\boldsymbol{A}(x,y,z)=\mu\mu_0\int_V\frac{\boldsymbol{j}(x',y',z')\,dx'dy'dz'}{4\pi\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2+(z-z')^2}}, \tag{1}$$

где $\boldsymbol{j}(x',y',z')$ – распределение плотности тока в пространстве. Интеграл (1), по сути, является интегралом типа свёртки. Если измерения поля производятся в плоскости $z=h$ и распределение тока полагается плоским и сосредоточенным в плоскости $z=0$, а также считаем, что $j_z=0$, то в спектре пространственных частот выражение (1) примет вид

$$\tilde{\boldsymbol{A}}(k_x,k_y,h)=\tilde{\boldsymbol{j}}(k_x,k_y)\tilde{\mathrm{H}}(k_x,k_y),$$

где $\tilde{j}(k_x,k_y)=\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\boldsymbol{j}(x,y,0)e^{ik_xx+ik_yy}dxdy$, $\tilde{H}(k_x,k_y)=\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{\mu\mu_0}{4\pi\sqrt{x^2+y^2+h^2}}e^{ik_xx+ik_yy}dxdy$.

Тогда распределение тока можно восстановить с помощью операции обратной свертки:

$$\tilde{\boldsymbol{j}}(k_x,k_y)=\frac{\tilde{\boldsymbol{A}}(k_x,k_y,h)}{\tilde{H}(k_x,k_y)}. \tag{2}$$

Однако предполагается, что измеряется только z компонента вектора магнитной индукции в плоскости $z=h$, то есть $B_z(x,y,z=h)$. Необходимо вычислить из величины B_z токи j_x и j_y. Выразим сначала вектор $\boldsymbol{A}$ через вектор магнитной индукции $\boldsymbol{B}$, при этот учтём, что $A_z=0$:

$$\boldsymbol{B} = \operatorname{rot} \boldsymbol{A} \text{, или } \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\dfrac{\partial A_y}{\partial z} \\ \dfrac{\partial A_x}{\partial z} \\ \dfrac{\partial A_y}{\partial x} - \dfrac{\partial A_x}{\partial y} \end{pmatrix}.$$

Нам известна только компонента B_z, для неё можно записать уравнение $B_z = \dfrac{\partial A_y}{\partial x} - \dfrac{\partial A_x}{\partial y}$, которое в области пространственных частот будет иметь вид

$$\tilde{B}_z = ik_x \tilde{A}_y - ik_y \tilde{A}_x . \tag{3}$$

Поделим выражение (3) на $\tilde{H}\left(k_x, k_y\right)$ и учтём выражение (2), тогда получим

$$\frac{\tilde{B}_z}{\tilde{H}} = ik_x \tilde{j}_y - ik_y \tilde{j}_x . \tag{4}$$

Из выражения (4) невозможно вычислить две величины $\tilde{j}_x$ и $\tilde{j}_y$, требуется ещё одно уравнение. Предположим, что токи в объекте являются вихревыми, то есть удовлетворяют уравнению $\operatorname{div} \boldsymbol{j} = 0$, а поскольку $j_z = 0$, то $\dfrac{\partial j_x}{\partial x} = -\dfrac{\partial j_y}{\partial y}$, или в спектре пространственных частот

$$ik_x \tilde{j}_x = -ik_y \tilde{j}_y , \quad \text{или} \quad \tilde{j}_y = -\frac{k_x}{k_y} \tilde{j}_x . \tag{5}$$

Подставим (5) в (4) и получим линейное алгебраическое уравнение относительно $\tilde{j}_x$:

$$\frac{\tilde{B}_z}{\tilde{H}} = -ik_x \frac{k_x}{k_y} \tilde{j}_x - ik_y \tilde{j}_x ,$$

выразив $\tilde{j}_x$, получим

$$\tilde{j}_x = \frac{ik_y \tilde{B}_z}{\tilde{H}\left(k_x{}^2 + k_y{}^2\right)}, \tag{6}$$

из (6) и (5) имеем

$$\tilde{j}_y = \frac{-ik_x \tilde{B}_z}{\tilde{H}\left(k_x{}^2 + k_y{}^2\right)}. \tag{7}$$

По сути, выражения (6) и (7) являются решением обратной задачи нахождения распределения плотности тока по дистанционным измерениям компоненты B_z магнитного поля. Остаётся только перейти из спектра пространственных частот в пространство координат с помощью обратного преобразования Фурье:

$$j_x\left(x, y\right) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ik_y \tilde{B}_z\left(k_x, k_y\right)}{\tilde{H}\left(k_x, k_y\right)\left(k_x{}^2 + k_y{}^2\right)} e^{-ik_x x - ik_y y} dk_x dk_y ; \tag{8}$$

$$j_y\left(x, y\right) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{-ik_x \tilde{B}_z\left(k_x, k_y\right)}{\tilde{H}\left(k_x, k_y\right)\left(k_x{}^2 + k_y{}^2\right)} e^{-ik_x x - ik_y y} dk_x dk_y . \tag{9}$$

Согласно выражениям (8), (9) решена обратная задача для результата численного моделирования, представленного в предыдущем пункте на рис. 2. В результате было получено распределе-

ние тока $\sqrt{j_x{}^2 + j_y{}^2}$, которое представлено на рис. 3. В данном случае, при вычислении обратной свёртки была применена регуляризация для уменьшения уровня артефактов.

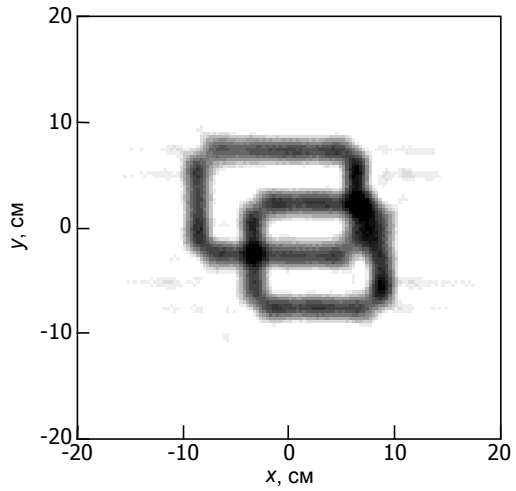


Рис. 3. Результат восстановления распределения тока

По восстановленному изображению, видно, что предложенный метод применим для восстановления распределения плотности тока. Отметим, что с увеличением расстояния разрешение метода будет снижаться, поскольку спектр пространственных частот измеряемой функции $\tilde{B}_z$.

Если для измерения поля используется решётка датчиков, размещенных с фиксированным шагом то для применения данного метода необходимо осуществить предварительную низкочастотную пространственную фильтрацию измеренного поля, чтобы удовлетворить теореме Котельникова и устранить повторы в спектре пространственных частот.

Заключение

Предложен метод восстановления плоского распределения вихревых индукционных токов в металлических объектах по дистанционным измерениям z компоненты вектора магнитной индукции B_z . Метод проверен путём численного моделирования на основе закона Био-Савара-Лапласа. В результате подтверждена применимость данного метода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванчиков В.И. Вихревые токи и их магнитное поле у дефекта простейшей формы: дис. …к.ф.-м.н. – Томск, 1950.
2. Сапожников А.Б. Основы электромагнитной дефектоскопии металлических тел: дис. … д.ф.-м.н. – Томск, 1961.
3. Суханов Д.Я., Берзина Е.С. // Изв. вузов. Физика. – 2012. – Т. 55. – № 8/2. – С. 163–167.
4. Никольский В.В. Теория электромагнитного поля. – М.: Высшая школа, 1961. – 372 с.

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
г. Томск, Россия
E-mail: sdy@mail.tsu.ru

Поступила в редакцию 15.07.13.

Суханов Дмитрий Яковлевич, к.ф.-м.н., доцент;
Берзина Елена Сергеевна, студентка.

D.Y. SUKHANOV, E.S. BERZINA

MAGNETIC INTROSCOPY USING ARRAY OF MAGNETIC FIELD SENSORS

Proposed a method of the current distribution visualization in a flat two-dimensional object using remote measurements of z components of the magnetic field by induction coil array. The proposed method is developed on the basis of measured magnetic field analysis in the area of spatial spectrum. This method can be used in systems inspection of metal structures.

Keywords: *magnetic defectoscopy, induction current, magnetic introscopy.*