

Б.М. ГОРКУНОВ, д-р техн. наук, доц., НТУ "ХПИ";
А.А. АВРАМЕНКО, канд. техн. наук, доц., НТУ "ХПИ";
С.Г. ЛЬВОВ, канд. техн. наук, доц., НТУ "ХПИ";
И.Б. ГОРКУНОВА, аспирант, НТУ "ХПИ"

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДОПУСТИМОЙ НАПРЯЖЕННОСТИ ВОЗБУЖДАЮЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВИХРЕТОКОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ С ПОПЕРЕЧНЫМ ПОЛЕМ

В работе получены основные соотношения для определения амплитуды и фазы напряженности поля внутри изделия и определены допустимые значения вихревого тока.

Ключевые слова: амплитуда, фаза, напряженность, магнитное поле, вихревые токи.

У роботі одержано основні співвідношення для визначення амплітуди та фази напруженості поля в середині виробу та визначені допустимі значення вихрового струму.

Ключові слова: амплітуда, фаза, напруженість, магнітне поле, вихрові струми.

In this work the basic relationships to determine the amplitude and phase of the magnetic field strength inside the product are obtained and the accepted values of eddy current are determined.

Key words: amplitude, phase, magnetic field strength, magnetic field, eddy currents.

Введение. В практике электромагнитного неразрушающего контроля в последнее время широкое распространение приобрели накладные преобразователи различных типов. Это связано, прежде всего, с возможностью проведения локального контроля параметров, бесконтактностью электромагнитного метода и его высокой производительностью [1-3].

Принципиальной особенностью рассмотренных в литературе накладных преобразователей является то, что ними определяются электромагнитные характеристики, усредненные по объему изделия. Эти усредненные значения могут отличаться от величин характеристик определяемых, например, вдоль или поперек направления проката. В связи с этим для решения различных практических задач имеет

смысл определять свойства изделий в заданном направлении. Это особенно важно при наличии анизотропии характеристик. Оказывается, что если использовать однородное магнитное поле и разделить функции создания магнитного потока и измерения характеристик изделий, то можно определять направленные свойства изделий.

Основная часть. Рассмотрим задачу проникновения поперечного однородного переменного магнитного поля в цилиндрическое токопроводящее изделие, что в конечном итоге позволит определять технические возможности электромагнитных методов и устройств. Все необходимые обозначения приведены на рис. 1.

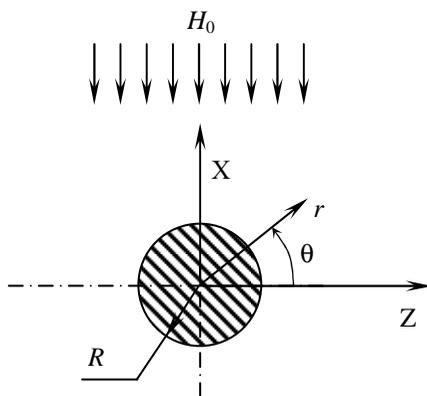


Рис. 1 – Цилиндрическое токопроводящее изделие в поперечном однородном магнитном поле.

Напряженность внешнего возбуждающего поля H_0 направлена перпендикулярно к оси цилиндра. Такое направление внешнего поля возбуждает в изделии дипольный вихревой ток, который протекает вдоль координаты Y .

Для определения выражений, описывающих распределение амплитуды и фазы напряженности магнитного поля внутри цилиндрического образца, воспользуемся уравнениями Максвелла [2], которые имеют вид:

$$\operatorname{rot} \bar{H} = \sigma \bar{E} + \frac{\partial \bar{E}}{\partial t}; \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t}, \quad (2)$$

где E – напряженность электрического поля; t – время; B – магнитная индукция; σE – плотность тока; σ – удельная электрическая проводимость.

Примем, что возбуждающее поле считается квазистационарным, и волновыми процессами в диэлектрической среде пренебрегают ввиду того, что размеры контролируемых изделий значительно меньше длины волны при используемых частотах внешнего поля. Так как напряженность магнитного поля невелика, то можно считать, что магнитная проницаемость $\mu_r = \text{const}$. Кроме того, предполагается, что материал изделия характеризуется постоянным значением σ .

С учетом принятых допущений последним слагаемым в правой части уравнения (1) можно пренебречь.

В цилиндрической системе координат уравнения (1), (2) сводятся к системе уравнений

$$\frac{\partial j}{\sigma \partial r} = \frac{\partial B_\theta}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial j}{r \sigma \partial \theta} = -\frac{\partial B_r}{\partial t}, \quad (4)$$

где B_θ , B_r , E_y – составляющие индукции (напряженности) электромагнитного поля вдоль соответствующих координат.

Продифференцировав уравнение (1) по времени и используя выражения (3), (4), получим дифференциальное уравнение для плотности продольного тока

$$\frac{\mu_r}{\sigma} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial j}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 j}{\partial \theta^2} \right] = \frac{\partial j}{\partial t}, \quad (5)$$

Решение этого уравнения для случая $r \leq R$ получим в виде:

$$j = \frac{\partial N}{\partial t} I_1(kr) \sin \theta \quad (6)$$

где N – комплексная константа; I_1 – модифицированная функция Бесселя первого рода первого порядка; $k = \sqrt{2i} / \delta$; δ – глубина проникновения.

Для случая $r \geq R$ электромагнитное поле является потенциальным, то есть удовлетворяет уравнению $\text{rot} H = 0$, или $H = \text{grad } \Omega$, где потенциал Ω находится из выражения:

$$\Omega = Hr \cos \theta + C \cos \frac{\theta}{r}. \quad (7)$$

Здесь C – константа. В цилиндрической системе координат справедливы выражения

$$H_r = \frac{\partial \Omega}{\partial r}, \quad H_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial \theta}, \quad (8)$$

где H_r и H_θ – составляющие напряженности магнитного поля.

Используя (3), (4) и (8), получим:

$$\frac{1}{\mu_0 \mu_r \sigma} \frac{\partial j}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial \theta}, \quad (9)$$

$$-\frac{1}{\sigma r} \frac{\partial j}{\partial \theta} = \frac{\partial \Omega}{\partial r}. \quad (10)$$

Подставив выражения (6) и (7) в уравнения (9) и (10) и решая эту систему при $r = R$, получим выражения для определения констант N и C

$$N = \frac{2H_0 \mu_r R \sigma}{kR \left[I_0(kR) + \frac{\mu_r + 1}{kR} I_1(kR) \right]}, \quad (11)$$

$$C = H_0 R^2 \left\{ \frac{2\mu_r I_1(kR)}{kR \left[I_0(kR) + \frac{\mu_r - 1}{kR} I_1(kR) \right]} \right\}, \quad (12)$$

В дальнейшем будем использовать понятие напряженности поперечного магнитного поля, выражение для которой имеет вид [4, 5]:

$$H_1 = H_r \sin \theta - H_\theta \cos \theta, \quad (13)$$

в области $r \leq R$

$$H_1 = H_0 \frac{I_0(kR) - I_2(kR) \cos 2\theta}{I_0(kR) + \frac{\mu_r - 1}{kR} I_1(kR)}, \quad (14)$$

а для $R \leq r < \infty$

$$H_1 = H_0 \left[1 - \frac{I_2(kR) - \frac{\mu_r - 1}{kR} I_1(kR)}{I_0(kR) + \frac{\mu_r - 1}{kR} I_1(kR)} \frac{R^2}{r^2} \cos 2\theta \right], \quad (15)$$

где I_0 , I_1 и I_2 модифицированные функции Бесселя первого рода нулевого, первого и второго порядков.

В практике неразрушающего контроля и измерений используется выражение для напряженности результирующего поперечного переменного магнитного поля снаружи изделия, так как оно характеризует реакцию цилиндрического объекта на возбуждающее внешнее поле.

Для немагнитного изделия ($\mu_r \approx 1$) выражение (15) упрощается

и принимает вид:

$$H_1 = H_0 \left[1 - \frac{I_2(kR)}{I_0(kR)} \frac{R^2}{r^2} \cos 2\theta \right], \quad (16)$$

Характерной особенностью выражений для расчета внешней напряженности магнитного поля (см. формулы (15) и (16)) является зависимость величины \dot{H}_1 от угловой координаты θ .

Найденные электромагнитные параметры соответствуют определенным глубинам проникновения магнитного поля в изделие, которые задаются частотой зондирующего поля. Если глубина проникновения магнитного поля соизмерима или незначительно отличается от радиуса изделия, то можно определить среднее по сечению образца значение продольной σ . Однако, варьируя частотой возбуждающего поля, то есть, изменяя глубину проникновения, можно определять средние значения σ по каждой из этих глубин, и в результате оценить картину распределения величины σ по сечению изделия. В частности, представляет практический интерес оценка отклонений усредненной величины σ (низкие частоты) от величины σ в поверхностных слоях (высокие частоты). Эта задача интересна тем, что вследствие различных видов обработок (механических, термических и других) структура поверхностных слоев изделия значительно искажается по сравнению с внутренними областями. А последнее обстоятельство может привести к изменению σ . В качестве масштаба глубины проникновения может быть использован параметр $\delta = \sqrt{2/(\mu_0 \mu_r \sigma \omega)}$. Для практики представляет интерес относительная глубина проникновения, то есть $\Delta = \delta/R$. В таком случае обобщенный параметр x выражается, как $x = \sqrt{2}/\Delta$. Таким образом, регулируя частоту возбуждающего поля можно получать величины Δ (а, следовательно, и x), обеспечивающие рациональные режимы работы устройств. В этом случае удобно использовать переменного-частотный метод при разностных фазовых измерениях.

Степень нагрева изделия зависит от величины и закона распределения по сечению плотности вихревых токов.

Предельное значение напряженности магнитного поля можно оценить для каждого конкретного материала по допустимой плотности вихревых токов. Для этого необходимо ввести безразмерный комплексный параметр L , характеризующий собой относительный полный вихревой ток в изделии

$$L = \frac{4I}{RH_0}, \quad (17)$$

откуда

$$I = RH_0 x^2 \frac{I_1(x\sqrt{i})L_0(x\sqrt{i}) - I_0(x\sqrt{i})L_1(x\sqrt{i})}{ix^2 \left[I_0(x\sqrt{i}) + \frac{\mu_r - 1}{x\sqrt{i}} I_1(x\sqrt{i}) \right]}, \quad (18)$$

где $L_0(x\sqrt{i})$, $L_1(x\sqrt{i})$ – функции Струве нулевого и первого порядков.

На рис. 2 а, б приведены зависимости амплитуды и угла сдвига по фазе относительно H_0 параметра L от x при $\mu_r = 1$.

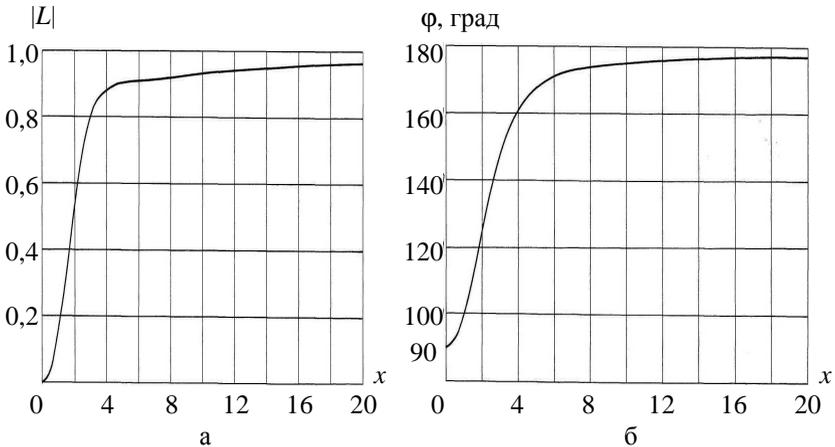


Рис. 2 – Зависимость амплитуды и фазы относительного полного вихревого тока от величины x : а – амплитуда; б – фаза.

Формулы для расчета этих параметров имеют вид:

для $x \leq 10$

$$|L| = \frac{1}{\mu_r + 1} x^2 \sqrt{\frac{B_1^2 + B_2^2}{B_3^2 + B_4^2}}; \quad (19)$$

$$\varphi_2 = \arctg \frac{B_1/B_2 + B_4/B_3}{1 - \frac{B_1 B_4}{B_3 B_2}}, \quad (20)$$

где B_1 , B_2 , B_3 и B_4 удобно определять при $x \leq 10$ для $n = 9$ из соотношений

$$B_1 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \left(\frac{x}{2}\right)^{4n}}{(4n+3)(2n)!(2n+1)!}; \quad (21)$$

$$B_2 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \left(\frac{x}{2}\right)^{4n+2}}{(4n+5)(2n+1)!(2n+2)!}; \quad (22)$$

$$B_3 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu_r + 4n + 1}{\mu_r + 1} \frac{(-1)^n \left(\frac{x}{2}\right)^{4n}}{(2n)!(2n+1)!}; \quad (23)$$

$$B_4 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu_r + 4n + 3}{\mu_r + 1} \frac{(-1)^n \left(\frac{x}{2}\right)^{4n+2}}{(2n+1)!(2n+2)!}, \quad (24)$$

для $x \geq 10$

$$|L| = \sqrt{\frac{B_5^2 + B_6^2}{B_7^2 + B_8^2}}; \quad (25)$$

$$\varphi_2 = \arctg \frac{B_5/B_6 + B_7/B_8}{1 - \frac{B_5 B_8}{B_6 B_7}}. \quad (26)$$

Величины B_5 , B_6 , B_7 и B_8 вычисляются из

$$B_5 = 1 - \frac{7}{8\sqrt{2}x} + \frac{957}{1024x^3} + \frac{81258}{32768x^4} + \sqrt{\frac{2\pi}{x}} e^{-\frac{x}{\sqrt{2}}} \sin\left(\frac{x}{\sqrt{2}} + \frac{\pi}{8}\right), \quad (27)$$

$$B_6 = \frac{7}{8\sqrt{2}x} + \frac{71}{128x^2} + \frac{957}{1024\sqrt{2}x^4} + \sqrt{\frac{2\pi}{x}} e^{-\frac{x}{\sqrt{2}}} \cos\left(\frac{x}{\sqrt{2}} + \frac{\pi}{8}\right), \quad (28)$$

$$B_7 = \frac{8\mu_r - 7}{8\sqrt{2}x} - \frac{48\mu_r - 57}{128x^2} - \frac{120\mu_r - 195}{1024\sqrt{2}x^3}, \quad (29)$$

$$B_8 = 1 + \frac{8\mu_r - 7}{8\sqrt{2}x} + \frac{120\mu_r - 195}{1024\sqrt{2}x^3} + \frac{3360\mu_r - 9035}{3268x^4}. \quad (30)$$

Если определять среднюю плотность тока как отношение полного вихревого тока к площади кольца с шириной равной глубине проникновения магнитного поля δ (что разумно по физическим соображениям)

ям), то эту среднюю плотность вихревых токов можно сравнить с допустимой для каждого конкретного материала. Последнее приводит к условию ограничения H_0 исходя из допустимой плотности тока $j_{\text{доп}}$, которое имеет вид:

$$H_0 \leq \frac{j_{\text{доп}} \sqrt{2} \cdot 2\pi R \left(2 - \frac{\sqrt{2}}{x} \right)}{x|L|}. \quad (31)$$

Выводы. Чувствительность описанных устройств в значительной степени зависит от величины напряженности возбуждающего поля. Увеличение H_0 позволяет достигнуть при реализации методов высоких значений информационных сигналов. Последнее обстоятельство одинаково важно как для фазовых (поскольку существуют пороги чувствительностей к входным сигналам фазометров), так и для амплитудных методов. Однако, как уже указывалось при рассмотрении накладных преобразователей ограничением на величину H_0 являются тепловые эффекты нагрева изделия вихревыми токами, которые могут привести к изменению σ . Степень нагрева изделия зависит от величины и закона распределения по сечению плотности вихревых токов.

Список литературы: 1. Испытания ферромагнитных материалов / И.И. Кифер. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1962. – 544 с. 2. Чернышев Е.Т. и др. Магнитные измерения на постоянном и переменном токе. – Стандартгиз. – 1962. – с. 112. 3. Неразрушающий контроль: Справочник: В 7 т. Под общ. Ред. В.В. Клюева. Т.2: В 2 кн. – М.: Машиностроение, 2003. – 688 с. 4. Авраменко А.А., Себко В.П., Горкунов Б.М. Бесконтактное измерение удельной электрической проводимости // Дефектоскопия, изд-во Наука, Свердловск, № 12. – 1988. – С. 77-80. 5. Авраменко А.А., Горкунов Б.М., Львов С.Г., Скопенко В.В. Переменно-частотный вихретоковый преобразователь с поперечным полем // Вестник Национального технического университета "ХПИ". – Харьков: НТУ "ХПИ". – 2008. – № 48. – С. 144-147.

Поступила в редколлегию 19.11.2012