

$N_1(B_c; n_{02})$ которые позволили определить оптимальные геометрические размеры левитационного экрана и обмотки управления.

2. Функциональная зависимость безразмерного коэффициента $n_{c2} = h_2/c_2$ от безразмерных коэффициентов m_a и m_c для различных значений температуры перегрева τ_2 имеют минимумы.

3. Получены функциональные зависимости температуры перегрева обмотки управления τ_1 от температуры перегрева левитационного экрана τ_2 .

4. Согласно разработанному методу определения оптимальных геометрических размеров выполнены примеры расчета.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Абдуллаев, Я. Р.* Теория и применение многофункциональных линейных индукционных подвесов / Я. Р. Абдуллаев. – Баку: Военное издательство, 1996. – 297 с.

2. *Абдуллаев, Я. Р.* Расчет электромеханических силовых исполнительных преобразователей с левитационными экранами / Я. Р. Абдуллаев, Г. В. Мамедова, Г. С. Керимзаде // *Электричество*. – 2007. – № 3. – С. 27–37.

3. *Abdullayev, Ya. R.* Features of the operated executive mechanism for the light-beam soldering and calculation of its main characteristics / Ya. R. Abdullayev, G. V. Mamedova // *Conference Procelding second International Conference on Technical and Physical Problems in Power Engineering (september, 2–6)*. – Tabriz, Iran, 2004. – С. 111–113.

4. *Абдуллаев, Я. Р.* Электромагнитный расчет магнитных систем с подвижными экранами / Я. Р. Абдуллаев // *Электричество*. – 2008. – № 12. – С. 31–40.

*Стаття надійшла до редакції 04.02.2011.
Після доробки 31.05.2011.*

Я. Р. Абдуллаев, Г. В. Мамедова, Г. С. Керимзаде

Оптимальні геометричні відношення для індукційного левітатора електромеханічних перетворювачів

На основі аналітичних виразів ампервитків обмотки керування магнітної індукції у сталі магнітопровода і температури перегріву обмотки отримані вирази для геометричних розмірів левітаційного екрана і обмотки керування. Наведені приклади оптимальних геометричних відношень.

Ключові слова: магнітопровід, левітаційні екран, перетворювач, обмотка збудження, ампервитки.

Ya. R. Abdullayev, G. V. Mamedova, G. S. Kerimzade

Optimum geometrical parities for the induction levitator of the electromechanical converters

On the basis of analytical expressions of ampere-hour management windings, of magnetic induction in a steel magnetic conductor and temperatures of winding overheat, the expressions for the geometrical sizes of the levitation screen and management winding are obtained. Examples of optimum geometrical parities are given.

Key words: magnetic conductor; levitation screen, converter; excitation winding, ampere-hour.

УДК 620.179.14

В. Ф. Безотосный¹, Э. В. Власенко¹, В. В. Козлов¹, О. В. Набокова²

¹Канд. техн. наук, доцент Запорожского национального технического университета

²Старший преподаватель Запорожского национального технического университета

НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ ЧАСТОТНО-БАЛАНСНЫМ МЕТОДОМ НАКЛАДНЫМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ

В работе приведены результаты исследований предложенного частотно-балансного способа неразрушающего контроля свойств материалов, получены аналитические зависимости для расчета частоты баланса. Показано, что применение частотного метода позволяет значительно уменьшить влияние девиации значения намагничивающего тока на точность измерений, способ позволяет применять стандартную цифровую измерительную аппаратуру, а результаты измерений незначительно зависят от значения воздушного зазора между поверхностью детали и полюсами датчика, что дополнительно повышает чувствительность, разрешающую способность и точность контроля электромагнитных свойств материалов.

Ключевые слова: контроль неразрушающий, датчик, метод частотно-балансный.

Среди электромагнитных методов, позволяющих осуществлять неразрушающий контроль многих видов материалов и изделий, наиболее распространенным и перспективным является метод вихревых токов. Он основан на регистрации изменений электромагнитного поля вихревых токов, наводимых возбуждающей катушкой в электропроводящем объекте контроля. Интенсивность и рас-

пределение вихревых токов в объекте зависят от его геометрических, электромагнитных параметров и от взаимного расположения измерительного преобразователя и объекта. По измерениям изменения магнитного потока, вызванного вихревыми токами, можно судить о контролируемых параметрах изделия.

Целью работы является исследование предложенного частотно-балансного способа неразрушающего контроля свойств материалов.

Возбуждение вихревых токов и регистрацию поля осуществляют с помощью различных типов преобразователей. По рабочему положению относительно объекта контроля датчики делятся на проходные, накладные и комбинированные.

На практике широкое распространение получили накладные электромагнитные преобразователи с частотным выходом, основанные на принципе вихретокового баланса [1–4]. Они успешно применяются для контроля электромагнитных свойств ферромагнитных материалов. Выходную информацию с преобразователей получают в виде частоты намагничивающего тока, что позволяет непосредственно, без промежуточных преобразований, использовать цифровую измерительную аппаратуру [5–8].

При частоте вихретокового баланса (частоте намагничивающего тока) в результате действия вихревых токов магнитный поток, проходящий в области ферромагнитного материала, уменьшается до величины магнитного потока, проходящего в диэлектрической среде при отсутствии ферромагнитного материала, т. е.

$$\bar{\Phi}_\phi = \bar{\Phi}_д, \tag{1}$$

где $\bar{\Phi}_\phi$ – магнитный поток, который проходит в ферромагнетике; $\bar{\Phi}_д$ – магнитный поток, который проходит в диэлектрической среде при отсутствии ферромагнитного материала.

Соотношение (1) будет иметь место в случае равенства магнитного сопротивления ферромагнетика и диэлектрической среды при отсутствии ферромагнитного материала.

Из закона электромагнитной индукции известно, что

$$\bar{E} = -w \frac{d\bar{\Phi}}{dt}, \tag{2}$$

где \bar{E} – электродвижущая сила, которая индуцируется в катушке, состоящей из w витков, при изменении магнитного потока $\bar{\Phi}$, который сцеплен с ней.

Дифференцируя обе части уравнения (1) по переменной t , получаем

$$\frac{d\bar{\Phi}_\phi}{dt} = \frac{d\bar{\Phi}_д}{dt}. \tag{3}$$

Умножая обе части уравнения (3) на количество витков w , имеем

$$\bar{E}_\phi = \bar{E}_д, \tag{4}$$

где \bar{E}_ϕ , $\bar{E}_д$ – электродвижущие силы, которые возбуждаются во вторичной измерительной обмотке соответственно в присутствии ферромагнитного материала и без исследуемой детали.

Известно, что электродвижущая сила на зажимах измерительной катушки является функцией многих переменных. Выразим ЭДС как функцию основных переменных, т. е.

$$E = \varphi(\mu, \gamma, \delta, d, f), \tag{5}$$

где μ – относительная магнитная проницаемость исследуемого материала; γ – электропроводность материала; δ – величина зазора между исследуемым материалом и датчиком; d – диаметр цилиндрических изделий; f – частота намагничивающего тока.

Рассмотрим график изменения ЭДС в зависимости от частоты намагничивающего тока при вихретоковом балансе (рис. 1). Из него видно, что кривые 1 и 2 пересекаются в точке А, соответствующей частоте намагничивающего тока, при которой выполняется равенство (4). При изменении электромагнитных свойств ферромагнитного материала (кривая 3) наблюдается разбаланс ЭДС ΔE , и для устранения разбаланса необходимо частоту намагничивающего тока увеличить на Δf_δ .

Новое значение баланса соответствует точке пересечения b графиков 1 и 3. Графики 1 и 2 соответствуют зависимостям ЭДС от частоты намагничивающего тока при определенном значении силы намагничивающего тока. Результаты анализа указанных зависимостей показывают, что изменение силы намагничивающего тока практически не влияет на значение частоты токовихревого баланса, что видно из графика (кривые 4 и 5), поскольку точки пересечения кривых смещаются относительно одной и той же частоты токовихревого баланса. Следовательно, токовихревой балансный метод позволяет значительно уменьшить влияние изменений величины намагничивающего тока на точность измерения.

По сравнению с известными электромагнитными методами контроля при этом способе результаты измерений также незначительно зависят от величины воздушного зазора между поверхностью детали и полюсами датчика, что повышает чувствительность и точность контроля электромагнитных свойств материалов.

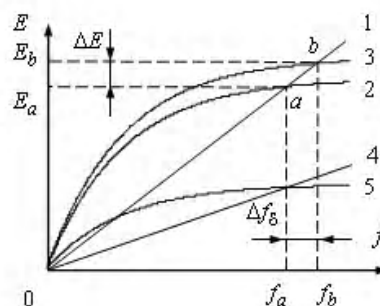


Рис. 1. Графики изменения ЭДС от частоты намагничивающего тока при вихретоковом балансе: 1, 4 – при отсутствии исследуемого материала для различных значений силы намагничивающего тока; 2, 5 – в присутствии ферромагнитного материала для различных значений силы намагничивающего тока; 3 – в присутствии ферромагнитного материала с измененными электромагнитными свойствами относительно кривой 2

Теория испытаний проволоки, прутков и труб в проходной катушке рассматривает распределение магнитного поля и вихревых токов по сечению прутка, трубы или прямоугольной шины в зависимости от электропроводности, магнитной проницаемости, диаметра контролируемого объекта и частоты питающего тока. Как и в случае накладного преобразователя [6], целью расчета является определение частоты вихреотокового баланса, которая зависит от электромагнитных и геометрических параметров изделия.

При расчете принимаем, что магнитный поток, который создается катушкой, состоит из магнитного потока в исследуемом материале и из магнитного потока в кольцевом зазоре между катушкой и деталью.

Аналогично уравнению (1), запишем равенство магнитных потоков

$$\bar{\Phi}_\phi + \bar{\Phi}_з = \bar{\Phi}_д, \quad (6)$$

где $\bar{\Phi}_з$ – магнитный поток в кольцевом зазоре между катушкой и деталью.

Поток в кольцевом зазоре между катушкой и деталью вычисляют по формуле [9]

$$\bar{\Phi}_з = \mu_o \bar{H}_o \pi (r^2 - R^2), \quad (7)$$

где $\mu_o = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная вакуума; \bar{H}_o – магнитное поле «пустой» катушки без контролируемого объекта; r – текущий радиус; R – радиус изделия.

Магнитный поток в ферромагнетике и в диэлектрической среде определяется соотношениями

$$\bar{\Phi}_\phi = 2\pi\mu \int_0^R \bar{H}_r r dr, \quad (8)$$

$$\bar{\Phi}_д = \mu_o \pi \bar{H}_o r^2, \quad (9)$$

где $\bar{H}_r = \bar{H}_o \frac{j_0(kr)}{j_0(kR)}$ – напряженность магнитного поля внутри детали как функция расстояния от оси детали; $j_0(kR)$ – функция Бесселя нулевого порядка; $k = \sqrt{j\omega\mu_o\mu\gamma}$, μ – относительная магнитная проницаемость; γ – электропроводность материала, ω – угловая частота намагничивающего тока датчика.

Подставив выражения (7–9) в уравнение (6), получим

$$2\pi\mu \int_0^R \bar{H}_r r dr + \mu_o \bar{H}_o \pi (r^2 - R^2) = \mu_o \pi \bar{H}_o r^2. \quad (10)$$

Взяв интеграл в левой части уравнения (10) и проделав некоторые преобразования, получаем

$$\frac{2j_1(kR)}{kRj_0(kR)} = \frac{1}{\mu}, \quad (11)$$

где $j_1(kR)$ – функция Бесселя первого порядка.

В соответствии с таблицами Е. Янке и Ф. Эмбе [10] комплексное число $j_n(kR)$ следует представлять в показательной форме, т. е.

$$j_n(kR) = b_n e^{j\frac{\pi}{2}\beta_n}, \quad (12)$$

где b_n – модуль комплексного числа; β_n – фазовый угол.

При значениях $kr > 6$ модули комплексных чисел $j_0(kR)$ и $j_1(kR)$ равны между собой [11], тогда $b_0 \approx b_1$.

С учетом (12) уравнение (11) примет вид

$$\frac{2b_1}{kRb_0} e^{j\frac{\pi}{2}(\beta_1 - \beta_2)} = \frac{1}{\mu}. \quad (13)$$

Взяв модуль от левой и правой частей уравнения (13) и решив его относительно частоты вихреотокового баланса, получаем

$$f_\delta = \frac{2\mu}{\pi R^2 \mu_o \gamma}. \quad (14)$$

Соотношение (14) соответствует реальному физическому смыслу: чем выше магнитная проницаемость μ , тем больше при одной и той же напряженности магнитного поля магнитный поток, который создается обмоткой возбуждения, а, следовательно, выше частота намагничивающего тока, которая необходима для выполнения равенства (6). При росте произведения γR^2 сильнее проявляется действие вихревых токов, создающих магнитный поток, который ослабляет основной. Таким образом, равенство (6) будет выполнено при меньшей частоте электромагнитного поля.

Большой интерес представляет исследование этого эффекта в накладных преобразователях. Теория метода накладных преобразователей сводится к расчету вносимых сопротивлений при изменении одного из факторов: электропроводности, магнитной проницаемости материала, расстояния между преобразователем и материалом. Задача точного вычисления изменения вносимого сопротивления полностью не решена. Во многих исследованиях ограничиваются построением комплексных плоскостей полного сопротивления по данным экспериментальных исследований. В работе [6] показан метод расчета, при помощи которого возможно определение электромагнитных и геометрических параметров ферромагнитных изделий накладными преобразователями. Более полное решение задачи вихреотокового баланса дает энергетический баланс системы [7].

Для определения частоты баланса воспользуемся уравнением энергетического баланса системы, которое определяется из уравнений Максвелла [11]

$$\text{rot } \bar{H} = \bar{J}, \quad (15)$$

$$\operatorname{rot} \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t}, \quad (16)$$

где \bar{J} – плотность тока проводимости; \bar{B} – магнитная индукция; \bar{E} – напряженность электрического поля; \bar{H} – напряженность магнитного поля.

Преобразовав данные уравнения, получим уравнение энергетического баланса

$$\int_A [\bar{E} \cdot \bar{H}] dA = \int_V \bar{H} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} dV + \int_V \bar{J} \cdot \bar{E} dV, \quad (17)$$

где dA – элемент замкнутой поверхности, которую пронизывает вектор электромагнитной мощности. Левая часть данного уравнения содержит электромагнитную мощность, поступающую извне в данную систему через замкнутую поверхность «A». Последняя ограничивает объем электромагнитного контура системы.

Составляющая $\int_V \bar{H} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} dV$ выражает изменение магнитной энергии во времени, т. е. магнитную мощность электромагнитного контура, а составляющая $\int_V \bar{J} \cdot \bar{E} dV$ представляет собой мощность электрических потерь в контурах с током. С другой стороны, известно, что энергия электромагнитной системы определяется по формуле

$$\bar{W} = \frac{1}{2} \bar{B} \cdot \bar{H} V. \quad (18)$$

Проведя простейшие преобразования уравнения (18), получим

$$\bar{W} = \frac{\Phi^2 Z_M}{2}, \quad (19)$$

где Z_M – магнитное сопротивление системы.

Так как вихревой баланс наблюдается при равенстве магнитных потоков (уравнение (1)), т. е. магнитных сопротивлений материала и воздушной среды, расположенной под полюсами трансформаторного датчика, то

$$\bar{W}_\phi = \bar{W}_d, \quad (20)$$

где \bar{W}_ϕ – электромагнитная энергия ферромагнитного материала; \bar{W}_d – электромагнитная энергия диэлектрической среды, расположенной под полюсами трансформаторного датчика.

Прежде чем перейти к определению частоты вихревого баланса, примем некоторые допущения:

– плоская электромагнитная волна подходит нормально к плоской поверхности, ограничивающей с одной стороны проводящую среду;

– поскольку магнитное сопротивление диэлектрической среды и исследуемого материала, расположенного под полюсами магнитопровода, равны, то характер распределения полей утечки примерно одинаков;

– относительная магнитная проницаемость не зависит от напряженности поля, так как процессы протекают в области малых напряженностей поля, обычно используемых при энергетическом методе;

– распределение поля по магнитопроводу равномерное и магнитная проводимость материала постоянна по величине в пределах изменения индукции, что справедливо для слабых магнитных полей.

Не будет ошибкой, если неравномерное распределение напряженности магнитного поля внутри исследуемого материала заменить некоторым воображаемым распределением, при котором значение индукции B_i внутри материала будет постоянным. Комплекс индукции выразится зависимостью

$$\bar{B}_i = \mu_o \mu_{\text{эф}} \bar{H}_0, \quad (21)$$

где $\mu_{\text{эф}}$ – комплекс эффективной магнитной проницаемости, который определяет степень ослабления магнитного потока за счет вихревых токов; \bar{H}_0 – комплекс напряженности магнитного поля на поверхности исследуемого материала. Аналогично (21), запишем формулу плотности тока проводимости

$$\bar{J}_i = \gamma_{\text{эф}} \bar{E}_0, \quad (22)$$

где $\gamma_{\text{эф}}$ – комплекс эффективной удельной проводимости; \bar{E}_0 – комплекс напряженности электрического поля на поверхности исследуемого материала.

Величины \bar{H} и \bar{J} представляют собой бегущую волну [12], амплитуда которой затухает с увеличением глубины по экспоненте

$$\bar{H} = \bar{H}_0 e^{-\frac{x}{a}(1+j)} e^{j\omega t}; \quad (23)$$

$$\bar{J} = \bar{J}_0 e^{-\frac{x}{a}(1+j)} e^{j\omega t},$$

где $a = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_o \mu \gamma}}$ – глубина проникновения; $\bar{J}_0 = \frac{1+j}{a} \bar{H}_0$ – комплекс максимальной плотности тока на поверхности.

Так как магнитный поток через исследуемый ферромагнитный материал остается неизменным, то

$$\mu_o \mu_{\text{эф}} \bar{H}_0 h_{\text{эф}} b = \frac{2}{Th_{\text{эф}}} \int_0^T \bar{H}_0 e^{j\omega t} \int_0^\infty e^{-\frac{x}{a}(1+j)} dx \bar{H}_0 b \mu_o \mu_{\text{эф}} \quad (25)$$

где $h_{\text{эф}}$ – физическая глубина проникновения, на которой электромагнитная волна полностью затухает в

$e \approx 2,73$ раза; T – период колебания; b – ширина магнитопровода.

Взяв двойной интеграл в правой части уравнения (25), получим

$$\mu_o \mu_{\text{эф}} \overline{H}_0 h_{\text{эф}} b = \overline{H}_0 \frac{(1+j)}{\pi} b \mu_o \mu. \quad (26)$$

Решая уравнение (26) относительно $\mu_{\text{эф}} h_{\text{эф}}$, имеем

$$\mu_{\text{эф}} h_{\text{эф}} = \frac{\mu \sqrt{2(1+j)}}{\pi \sqrt{\omega \mu_o \mu \gamma}}. \quad (27)$$

Аналогично, с учетом соотношения

$$\overline{E} = \frac{1+j}{\alpha \gamma} \overline{H} \quad (28)$$

из уравнения (25), имеем

$$\gamma_{\text{эф}} h_{\text{эф}} = \frac{\gamma \sqrt{2(1+j)}}{\pi \sqrt{\omega \mu_o \mu \gamma}}. \quad (29)$$

Рассмотрим напряженность магнитного и электрического полей как комплексные величины с аргументом ωt

$$\begin{aligned} \underline{E}_k &= \overline{E} e^{j\omega t}; \\ \underline{H}_k &= \overline{H} e^{j\omega t}. \end{aligned} \quad (30)$$

где \overline{E} и \overline{H} – не зависящие от времени комплексные векторы, модуль и аргументы которых, являясь функциями пространственных координат, показывают, как изменяется в пространстве амплитуда и фаза гармонически меняющихся во времени электрического и магнитного полей.

С учетом вышесказанного уравнение энергетического баланса системы (17) в комплексной форме примет вид

$$\int_A [\overline{E} \cdot \overline{H}^*] dA = j\omega \int_V \mu_o \mu \overline{H} \cdot \overline{H}^* dV + \int_V \overline{J} \cdot \overline{E}^* dV, \quad (31)$$

где \overline{H}^* , \overline{E}^* – комплексно–сопряженные напряженности магнитного и электрического полей.

На основании уравнения (1) найдем аналитическую связь между напряженностью магнитного поля в диэлектрической среде и испытуемом материале:

$\mu_o \mu_{\text{эф}} h_{\text{эф}} b \overline{H}_0 = \mu_o \mu_d \overline{H}_d S_d$. Откуда получим

$$\overline{H}_d = \frac{\mu_{\text{эф}} h_{\text{эф}} b}{\mu_d S_d} \overline{H}_0, \quad (32)$$

где S_d – площадь диэлектрической среды, расположенной под полюсами магнитопровода; μ_d – магнитная

проницаемость диэлектрической среды; \overline{H}_d – комплекс напряженности магнитного поля в диэлектрической среде.

С учетом уравнения (31) соотношение (20) примет вид

$$j\omega \int_V \mu_o \mu \overline{H} \cdot \overline{H}^* dV + \int_V \overline{J} \cdot \overline{E}^* dV = j\omega \int_{V_d} \mu_o \mu_d \overline{H}_d \cdot \overline{H}_d^* dV_d, \quad (33)$$

где $V_d = S_d L_d$ – объем диэлектрической среды под полюсами преобразователя; $L_{\text{ср}}$ – средняя длина силовой линии магнитного потока в диэлектрической среде; $V = b L h_{\text{эф}}$ – объем исследуемого материала под полюсами магнитопровода; L – длина датчика; b – ширина полюса преобразователя.

Анализ выражения (19) показал, что действительная составляющая электромагнитной энергии содержит действительную составляющую эффективной удельной проводимости, а мнимая – мнимую составляющую эффективной магнитной проницаемости. В результате анализа уравнение (33) примет вид

$$\begin{aligned} j\omega \int_V \mu_o \mu_{\text{эф}d} \overline{H}_0 \cdot \overline{H}_0^* dV + \int_V \gamma_{\text{эф}m} \overline{E}_0 \cdot \overline{E}_0^* dV = \\ = j\omega \int_{V_d} \mu_o \mu_d \frac{(\mu_{\text{эф}d} h_{\text{эф}})(\mu_{\text{эф}m} h_{\text{эф}}) b^2}{\mu_d^2 S_d^2} \overline{H}_0 \cdot \overline{H}_0^* dV_d. \end{aligned} \quad (34)$$

Взяв интегралы в левой и правой частях уравнения (34) с учетом соотношений (27)–(31), получим

$$bL \frac{\sqrt{2}}{\alpha^2 \gamma \pi \sqrt{\omega \mu_o \mu \gamma}} + j\omega bL \frac{\sqrt{2} \mu_o}{\pi \sqrt{\omega \mu_o \mu \gamma}} = j \frac{2b^2 L_{\text{ср}} \mu \mu_o}{\mu_d S_d \pi^2 \mu_o \gamma}. \quad (35)$$

А взяв модуль от правой и левой частей уравнения (35) и решив его относительно частоты вихретокового баланса, получим

$$f_0 = \frac{4\mu b^2 L_{\text{ср}}^2}{S \pi^2 \gamma \mu_o \mu_d^2 L^2 S_d^2}. \quad (36)$$

Отношение $\frac{L_{\text{ср}}}{S_d}$ можно определить из соотношения для магнитного сопротивления диэлектрической среды, приведенного в [13, 14]:

$$R_{\text{мд}} = \frac{\pi}{b \mu_o \ln \frac{m + \sqrt{2m-1}}{m-1}}, \quad (37)$$

где $m = \frac{L+2b}{2b}$.

Так как с другой стороны

$$R_{\text{мд}} = \frac{L_{\text{ср}}}{\mu_0 S_{\text{д}}}, \quad (38)$$

то

$$\frac{L_{\text{ср}}}{S_{\text{д}}} = \frac{\pi}{\mu_0 \ln \frac{m + \sqrt{2m-1}}{m-1}}. \quad (39)$$

Подставив (39) в уравнение (36), получим

$$f_0 = \frac{4\mu}{8\pi\gamma\mu_0\mu_{\text{д}}^2 L^2 \left[\ln \frac{m + \sqrt{2m-1}}{m-1} \right]^2}. \quad (40)$$

Сравнив соотношения, определявшие балансную частоту проходного и накладного датчиков, можно сделать вывод о том, что они содержат одни и те же расчетные параметры. Погрешность расчета балансной частоты для накладного преобразователя с локализованным магнитным потоком [4] при контроле толщины неферромагнитных покрытий на ферромагнитных изделиях не превышает 5...6%. В результате анализа обоих соотношений для частоты вихретокового баланса проходного и накладного преобразователя можно выделить общую закономерность частоты вихретокового баланса от электромагнитных свойств ферромагнитного материала:

$$f_0 = K \frac{\mu}{\gamma}, \quad (41)$$

где K – коэффициент пропорциональности, который зависит от системы преобразователей.

ВЫВОДЫ

Таким образом, по сравнению с известными аналоговыми электромагнитными методами контроля, при использовании способа частотного баланса результаты измерений незначительно зависят от величины воздушного зазора между поверхностью детали и полюсами датчика, что повышает чувствительность, разрешающую способность и точность контроля электромагнитных свойств материалов.

Использование информации в частотном виде позволяет применять стандартную цифровую измерительную аппаратуру, так как в основу измерения положена фиксация частоты намагничивающего тока. Применение частотного метода позволяет также значительно уменьшить влияние девиации величины намагничивающего тока на точность измерения. Метод вихретокового баланса с успехом может быть реализован при использовании различных типов преобразователей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Безотосний, В. Ф.* Деякі актуальні напрямки не руйнуючого контролю властивостей матеріалів електромагнітними методами / В. Ф. Безотосний, Е. В. Власенко, В. В. Козлов, И. О. Афанасьева, О. В. Набокова // *Електротехніка та електромеханіка*. – 2008. – № 6. – С. 23–26.
2. *Безотосний, В. Ф.* Современные подходы и перспективные направления разработки систем управления по силовому параметру / В. Ф. Безотосний, В. В. Козлов, О. В. Набокова // *Електротехніка та електромеханіка*. – 2008. – № 3. – С. 5–6.
3. *Чаплыгин, В. И.* Электромагнитный преобразователь с частотным выходом для контроля электромагнитных свойств ферромагнитных материалов / В. И. Чаплыгин, В. Ф. Безотосний // *Дефектоскопия*. – 1976. – № 5. – С. 91–94.
4. *Чаплыгин, В. И.* Электромагнитный преобразователь усилий / В. И. Чаплыгин, В. Ф. Безотосний // *Электромеханика*. – 1977. – № 10. – С. 1159–1163.
5. А. с. СССР 1517506 Способ измерения усилий магнитоупругими преобразователями / В. Ф. Безотосний, А. Т. Рябошапка, В. Н. Гапонов. – 1989, Бюл. № 48.
6. *Чаплыгин, В. И.* Токовихревой частотно – балансный метод измерения усилий электромагнитными преобразователями / В. И. Чаплыгин, В. Ф. Безотосний // *Электронное моделирование*. – 1987. – С. 215–223.
7. *Безотосний, В. Ф.* Учет энергетических факторов при расчете намагниченности ферромагнитных материалов / В. Ф. Безотосний, Э. В. Власенко // *Електротехніка та електроенергетика*. – 2004. – № 1. – С. 13–17.
8. *Безотосний, В. Ф.* К вопросу повышения точности расчета выходных характеристик базового многофункционального магнитоупругого датчика / В. Ф. Безотосний, В. В. Козлов, О. В. Набокова // *Вестн. национального технического университета «ХПИ»*. – 2010. – № 48. – С. 56–59.
9. *Дорофеев, А. Л.* Электроиндуктивная дефектоскопия / Дорофеев А. Л. – М. : Машиностроение, 1967. – 231 с.
10. *Янке, Е.* Таблицы функций с формулами и кривыми / Е. Янке, Ф. Эмбе. – М. : Физматгиз, 1969. – 420 с.
11. *Ламмеранер, И.* Вихревые токи / Ламмеранер И. – М. : Энергия, 1967. – 208 с.
12. *Дорофеев, А. Л.* Неразрушающие испытания методом вихревых токов / Дорофеев А. Л. – М. : Оборонгиз, 1971. – 266 с.
13. *Константинов, О. Я.* Расчет и конструирование магнитных и электромагнитных приспособлений / Константинов О. Я. – Л. : Машиностроение, 1967. – 315 с.
14. *Гольдшейн, Л. Д.* Электромагнитные поля и волны / Л. Д. Гольдшейн, Н. Я. Зернов. – М. : Советское радио, 1956. – 639 с.

Стаття надійшла до редакції 22.02.2011.
Після доробки 16.03.2011.

В. Ф. Безотосний, Е. В. Власенко, В. В. Козлов, О. В. Набокова

Неруйнівний контроль властивостей матеріалів частотно-балансовим методом накладними електромагнітними перетворювачами

У роботі представлено результати досліджень запропонованого частотно-балансового способу неруйнівного контролю властивостей матеріалів, отримано аналітичні залежності для розрахунків частоти балансу. Показано, що застосування частотного методу дозволяє значно зменшити вплив девіації значення намагнічувального струму на точність вимірювань, спосіб дозволяє застосовувати стандартну цифрову вимірювальну апаратуру, а результати вимірювань незначно залежать від значення повітряного зазору між поверхнею деталі й полюсами датчика, що додатково підвищує чутливість, роздільну здатність і точність контролю електромагнітних властивостей матеріалів.

Ключові слова: контроль неруйнівний, датчик, метод частотно-балансовий.

V. F. Bezotosnyiy, E. V. Vlasenko, V. V. Kozlov, O. V. Nabokova

Non-destructive control of materials properties by the frequency balanced method with superimposed electromagnetic converters

The paper represents the results of non-destructive control of materials properties by the proposed frequency-balanced method and the achieved analytic dependences for balance frequency calculation. It is shown that the frequency method appreciably decreases the influence of magnetizing current value deviation on the measurement accuracy. The method permits to use the standard digital instrumentation, and the results of measurements slightly depend on the air gap between the workpiece surface and the transducer poles. That additionally increases the sensitivity, resolution and accuracy of materials electromagnetic properties control.

Key words: non-destructive control, transducer, frequency balanced method.

УДК 621.314.63

В. С. Остренко¹, О. В. Василенко¹

¹Канд. техн. наук Запорожская государственная инженерная академия

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СТРУКТУРЫ ТИРИСТОРА ПРИ ЦИКЛИЧЕСКОЙ НАГРУЗКЕ

Эта статья посвящена методике определения максимального и минимального значения температуры полупроводниковой структуры тиристорных выпрямителей, работающих в режиме циклически изменяющейся нагрузки. Это позволяет определять максимально допустимое значение тока через тиристор и определить ориентировочное значение срока работы тиристорных структур при циклической нагрузке.

Ключевые слова: тиристор, температура полупроводниковой структуры, циклический режим, тепловое сопротивление.

Тиристорные выпрямители нашли широкое применение в электроприводах постоянного тока. Чаще всего тиристорные выпрямители работают в режимах циклической нагрузки, при которых допускаются протекание тока нагрузки выше номинального значения для длительного режима работы, то есть протекание тока перегрузки. Кратность и длительность протекания токов перегрузки приводятся в технических условиях на преобразователи [1]. Исходя из условия, что в режиме циклической нагрузки среднеквадратичное значение тока нагрузки не должно превышать номинального значения тока выпрямителя, можно определить параметры циклической нагрузки:

$$I_{\text{НОМ}} = I_{\text{RMS}} = \sqrt{\frac{(k_{\text{П}} \cdot I_{\text{НОМ}})^2 \cdot t_{\text{П}}}{t_{\text{П}} + t_{\text{Н}}}}, \quad (1)$$

где $I_{\text{НОМ}}$ – номинальное значение тока нагрузки выпрямителя; I_{RMS} – среднеквадратичное значение тока нагрузки выпрямителя; $k_{\text{П}}$ – коэффициент перегрузки; $t_{\text{П}}$ – длительность протекания тока перегрузки; $t_{\text{Н}}$ – длительность безтоковой паузы в цикле.

Решая уравнение (1) относительно $t_{\text{Н}}$, получим:

$$t_{\text{Н}} = (k_{\text{П}}^2 - 1) \cdot t_{\text{П}}, \quad (2)$$

а с учетом того, что длительность цикла равна сумме длительностей перегрузки и паузы, получим:

$$t_{\text{С}} = k_{\text{П}}^2 \cdot t_{\text{П}}, \quad (3)$$

где $t_{\text{С}}$ – длительность цикла.

Определение значения максимальной температуры полупроводниковой структуры тиристорных структур при заданном режиме нагрузки током является всегда актуальным, так как надежность его работы в значительной мере зависит от значения этой температуры. Значение максимальной температуры полупроводниковой структуры тиристора в квазистационарном циклическом режиме обычно определяется, используя формулу [2]:

$$T_{\text{jmax}} = P \left[\frac{t_{\text{П}}}{t_{\text{С}}} R_{\text{thja}} + \left(1 - \frac{t_{\text{П}}}{t_{\text{С}}}\right) \cdot Z_{\text{thja}}(t_{\text{П}} + t_{\text{С}}) \right]$$