

ИССЛЕДОВАНИЕ ФЕРРИТОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ СИСТЕМЫ КОНТРОЛЯ НАГРЕВА ТЕХНИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ

© 2010 А.Е. Дубинин, А.С. Нечпай

Самарский государственный университет путей сообщения

Поступила в редакцию 22.05.2009

Рассматриваются система контроля температуры, в которой в качестве первичного преобразователя используется ферритовое кольцо, находящееся под действием температурных напряжений. Последнее для удобства анализа физических процессов, происходящих в нём, заменено эквивалентной пластиной. На её примере разобраны процессы, происходящие при воздействии температуры. Получена выходная статическая характеристика данного преобразователя.

Ключевые слова: система контроля температуры нагрева, датчик температуры, ферритовый преобразователь температуры, ферритовое кольцо, зависимость относительной магнитной проницаемости от температуры, состояние ферромагнитной пластины при температурном воздействии, выходная статическая характеристика

Постоянно повышающаяся в последнее время сложность технических устройств и выполняемых ими задач требует высокостабильной их работы. Последняя, в свою очередь, напрямую зависит от надёжности и исправности структурных элементов, составляющих эти устройства. Зачастую, исправность устройства, а также его надёжность, можно выявить контролируя температуру его нагрева.

В настоящее время известна масса подобных систем контроля, например, система [2]. Однако, большинство из них обладает рядом существенных недостатков, начиная от несовершенства первичного преобразователя (т.е. самого датчика температуры), и, заканчивая полным отсутствием самоконтроля исправности датчиков в самой системе. Например, система [2] не осуществляет контроль пробоя датчика на корпус и не определяет местонахождение неисправностей в цепи датчиков (обрыв проводов, короткое замыкание).

Предлагается в качестве системы контроля нагрева использовать систему, описанную в [1]. В качестве чувствительного элемента такой системы предлагается использовать ферритовый кольцевой элемент. На рис. 1 представлена её структурная схема [1]. На схеме (рис. 1) ИПП – источник питания, ДТ – датчики температуры, которые установлены в отверстиях букс вагонов. Они выполнены в виде двух ферритовых кольцевых элементов, соединённых по дифференциально-трансформаторной схеме, один из которых является измерительным, другой – компенсационным. БС – блок синхронизации, ПАИ – аста-

тический компенсационный преобразователь амплитуды импульса в постоянное (квазипостоянное) напряжение, МИУ – масштабный импульсный усилитель, СС – схема сравнения, ИОН – источник опорного напряжения, БП – блоков памяти, БЛ – блок логики, БСИ1-БСИЗ – блоки световой индикации, БЗИ – блок звуковой индикации, ФНЧ – фильтр нижних частот, БКЗ – блок контроля короткого замыкания датчика на корпус. Временные диаграммы и алгоритм работы данного устройства подробно изложены в [1].

Основой построения подобных систем является её первичный преобразователь (чувствительный элемент), в качестве которого предлагается использовать ферритовое кольцо. Как и у любого преобразователя, для использования его в данных целях необходимо знать его выходную статическую характеристику, т.е. зависимость его выходного параметра от входного, которыми, соответственно, являются выходное напряжение и температурное воздействие. Её получение является задачей исследования ферритового преобразователя температуры системы контроля нагрева технических устройств.

Физические явления в чувствительных элементах из ферромагнитных материалов широко освещены в [3, 4]. Намагниченность домена (области самопроизвольного намагничивания) равна намагниченности насыщения материала при данной температуре, поэтому существенно изменить намагниченность домена можно только путем изменения температуры. Магнитный момент каждого домена определяется значением и направлением намагниченности домена и его объемом. Однако при наложении внешнего магнитного поля изменяется свободная энергия домена за счет появления энергии магнитных моментов во внешнем поле. В результате домены приобретают новое равновесное состояние.

Дубинин Александр Ефимович, доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой "Электротехника". Тел. (846) 995-54-13

Нечпай Алексей Сергеевич, преподаватель кафедры "Электротехника". E-mail: aleksej-nechpaj@yandex.ru

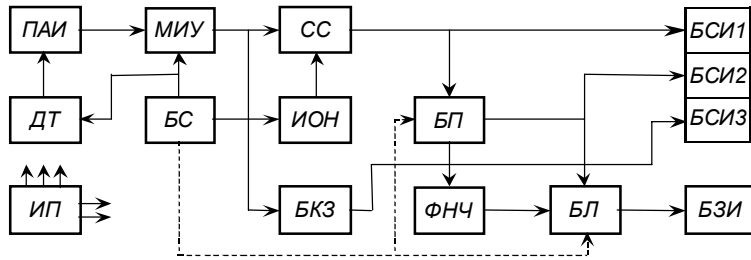


Рис. 1. Структурная схема системы контроля температуры нагрева

Намагниченность J ферромагнитного образца при постоянной температуре и намагниченности J_s домена изменяется за счет следующих процессов: 1) перемещения границ и соответствующего изменения объема доменов при росте тех из них, у которых J_s составляет острый угол с H ; 2) вращения, связанного с поворотом вектора J_s внутри доменов. Оба процесса разделяются на обратимые и необратимые [5].

В общем виде точное аналитическое описание процессов, происходящих в ферромагнитном материале под действием низких температур (температур ниже точки Кюри) достаточно сложно и мало пригодно для выполнения инженерных расчётов. Предлагается температурные напряжения в ферромагнитном образце рассматривать как механические, влияние которых на намагниченность известно [4].

При нагреве ферритового кольца в нем возникают механические напряжения

$$\sigma_{\Delta T} = \sigma(\Delta T) = E \alpha \Delta T, \quad (1)$$

где E – модуль Юнга ферритового материала, α – температурный коэффициент линейного расширения, ΔT – изменение температуры, относительно 20°C ($\Delta T = T - 20^\circ\text{C}$).

Плотность свободной энергии ферромагнетика включает в себя следующие основные составляющие: плотность обменной энергии, плотность энергии анизотропии, магнитоупругой и собственной магнитной энергии доменов, энергии внешнего магнитного поля [8]:

$$W = W_{об} + W_{ан} + W_{\sigma_{\Delta T}} + W_m + W_H.$$

Рассматривая различные случаи взаимного расположения векторов напряженности магнитного поля и вектора механических напряжений, вызванных изменением температуры, можно принять что изменение свободной энергии в основном равно $W = W_{\sigma_{\Delta T}} + W_H$. Остальными видами энергий можно пренебречь.

Используя выражения для магнитоупругой энергии и энергии внешнего магнитного поля, запишем выражение плотности свободной энергии ферромагнетика

$$W = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma_{\Delta T} \sin^2 \eta - \mathbf{J}_s H \cos(\theta_0 - \eta), \quad (2)$$

где λ_s – изотропная магнитоупругость, η – угол между векторами J_s и σ , θ_0 – угол между век-

торами H и σ [5]. Исходя из условия минимума плотности свободной энергии продифференцируем (2) и найдём

$$H = - \frac{3 \lambda_s \sigma_{\Delta T} \sin 2 \eta}{2 \mathbf{J}_s \sin(\theta_0 - \eta)}. \quad (3)$$

Из термодинамических соотношений для обратимых термомагнито-механических процессов [4] следует, что $H = H_0 - H_{\sigma_{\Delta T}}$, где H_0 , $H_{\sigma_{\Delta T}}$ – соответственно напряженности магнитного поля, необходимые для достижения необходимого значения намагниченности J при $\sigma_{\Delta T} = 0$ и $\sigma_{\Delta T} \neq 0$. Считая, что магнитная проницаемость ферромагнетика больше единицы можно записать выражение, связывающее изменение магнитной проницаемости ферромагнетика любой конфигурации в направлении действия магнитного поля с действием нормальных термомеханических напряжений (1)

$$\Delta \mu = - \frac{3 \lambda_s}{4 \pi \mathbf{J}_s^2} \sigma_{\Delta T} \mu_n \mu_{\sigma_{\Delta T}} \frac{\sin 2 \eta}{\sin 2(\theta_0 - \eta)}. \quad (4)$$

Учитывая, что под действием температуры в кольце механическое напряжение возникает в основном в радиальном направлении, то можно получить следующее выражение взаимосвязи изменения температуры и магнитной проницаемости ферромагнетика

$$\Delta \mu = 0,375 \frac{\lambda_s \alpha_s \mu_n^2 E \alpha \Delta T}{\pi B^2}. \quad (5)$$

Тогда, магнитная проницаемость (абсолютная) чувствительного элемента при различных температурных воздействиях определяется выражением

$$\mu_{\sigma_{\Delta T}} = \mu_n - 0,375 \frac{\lambda_s \alpha_s \mu_n^2 E \alpha \Delta T}{\pi B^2}. \quad (6)$$

Формула (6) даёт достаточно точные результаты и легко может быть применена для инженерных расчётов. На рис. 2 приведены графики зависимости относительной магнитной проницаемости от температуры. Сплошной линией показана теоретическая зависимость $\mu(\Delta T)$ для материала 1000НН, рассчитанная по (6), точками – экспериментальная зависимость для того же материала [6].

Для получения выходной статической характеристики вначале необходимо определить электрические параметры (сопротивления) чувствительного элемента. Определение последних сводится к задаче с сосредоточенными параметрами, т.е. к задаче электрических цепей, что достигается введением в расчет эквивалентных глубин проникновения электромагнитного поля в материал кольцевого элемента [7].

Для упрощения анализа электромагнитных явлений кольцевой элемент заменяется эквивалентной пластиной в электромагнитном поле (рис. 3). При этом принимается ряд следующих допущений:

1) магнитная индукция внешнего электромагнитного поля, в котором находится пластина, изменяется по синусоидальному закону;

2) магнитное поле равномерно и имеет только нормальную составляющую магнитной индукции \underline{B}_z ;

3) комплексная магнитная проницаемость $\underline{\mu}_{\sigma_{\Delta T}}$ пластины зависит от значения температуры ΔT , $\underline{\mu}_{\sigma_{\Delta T}} = f(T)$;

4) плотность токов δ_x, δ_y по толщине c пластины не изменяется, что имеет место при $c/(2\Delta) \leq 0,5$, где Δ – эквивалентная глубина проникновения электромагнитного поля в пластину;

5) тангенциальные составляющие напряженностей электрического поля \underline{E}_a и \underline{E}_b на гранях пластины постоянны;

6) поля выпучивания, идущие в обход пластины, относятся к полям рассеяния;

7) среда пластины анизотропна или изотропна.

При принятых допущениях состояние ферромагнитной пластины (кольца) при температурном воздействии для двумерного пространства в декартовых координатах описывается системой дифференциальных уравнений электромагнитного поля, ферромагнетизма и термоупругости [10]:

$$\frac{\partial \underline{H}_z}{\partial y} = \gamma_x \underline{E}_x; \quad (7)$$

$$-\frac{\partial \underline{H}_z}{\partial x} = \gamma_y \underline{E}_y; \quad (8)$$

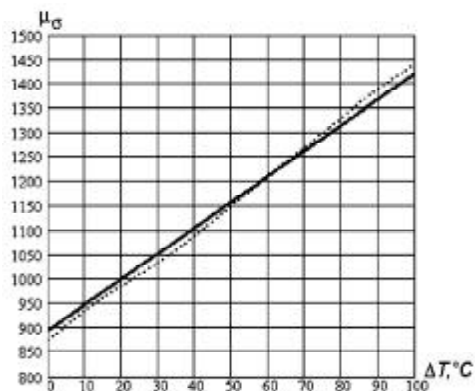


Рис. 2. Графики зависимости относительной магнитной проницаемости от температуры

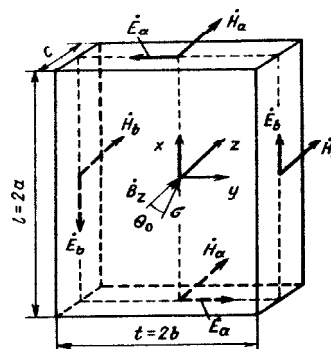


Рис. 3. Распределение электрического и магнитного полей в чувствительном элементе

$$\frac{\partial \underline{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \underline{E}_x}{\partial y} = j\omega \underline{\mu}_{\sigma_{\Delta T}} \underline{H}_z; \quad (9)$$

$$\frac{\partial \underline{B}_z}{\partial \underline{H}_z} - \frac{1}{\mathbf{J}_s^2} \frac{\partial \underline{B}_z}{\partial \underline{H}_z} \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial \sigma_{\Delta T}} \frac{\partial \sigma_{\Delta T}}{\partial \Delta T} \sigma_{\Delta T} = \underline{\mu}_{\sigma_{\Delta T}}, \quad (10)$$

где γ_x, γ_y – удельные электрические проводимости по направлениям x и y ; $\underline{E}_x, \underline{E}_y, \underline{H}_z$ – комплексы действующих значений напряженностей электрического и магнитного полей на поверхности пластины по осям x, y, z ; ω – круговая частота.

Граничные условия при этом имеют вид (рис. 3):

$$\underline{H}_z(x, y) = \begin{cases} \underline{H}_z(y) & \text{при } x = \pm a; \\ \underline{H}_a & \text{при } x = \pm a; y = 0; \\ 0 & \text{при } y = \pm b; \end{cases}$$

$$\underline{H}_z(y, x) = \begin{cases} \underline{H}_z(x) & \text{при } y = \pm b; \\ \underline{H}_b & \text{при } y = \pm b; x = 0; \\ 0 & \text{при } x = \pm a; \end{cases}$$

$$\sigma_{\Delta T}|_S = \Delta T|_S; 0 \leq \theta_0 \leq \pi/2, \quad (11)$$

где $\sigma_{\Delta T}$ – механические напряжения в пластине, вызванные изменением температуры ΔT [5].

Уравнение (10) в системе уравнений (7) – (10) было решено выше и его решением является зависимость магнитной проницаемости от изменения температуры (6).

Совместное решение (7) – (9) дает

$$\underline{H}_z = \frac{\partial^2 \underline{H}_z}{\chi_x^2 \partial x^2} + \frac{\partial^2 \underline{H}_z}{\chi_y^2 \partial y^2} = \underline{H}_z(x, y) + \underline{H}_z(y, x), \quad (12)$$

где

$$\chi_x = \sqrt{j\omega \gamma_y \underline{\mu}_{\sigma_{\Delta T}}} = \frac{e^{j\psi}}{\Delta_x}; \quad \Delta_x = \frac{1}{\sqrt{\omega \gamma_y \underline{\mu}_{\sigma_{\Delta T}}}};$$

$$\chi_y = \sqrt{j\omega \gamma_x \underline{\mu}_{\sigma_{\Delta T}}} = \frac{e^{j\psi}}{\Delta_y}; \quad \Delta_y = \frac{1}{\sqrt{\omega \gamma_x \underline{\mu}_{\sigma_{\Delta T}}}}; \quad (13)$$

χ_x, χ_y – постоянные распространения электромагнитной волны в материале пластины;

Δ_x, Δ_y – эквивалентная глубина проникновения электромагнитного поля в материал; $\psi = \pi/4 - \beta/2$ – фазовый угол между индуцированной ЭДС и вихревым током; β – угол магнитных потерь.

Поскольку постоянные (13) есть величины комплексные, то решение уравнения (12) ищется в комплексном виде через круговые и гиперболические функции

$$\begin{aligned} \underline{H}_z(x, y) &= A \operatorname{ch} \chi_x x \cos qy; \\ \underline{H}_z(y, x) &= B \operatorname{ch} \chi_y y \cos px. \end{aligned} \quad (14)$$

Из условия (11) определяются постоянные А и В, которые подставляются в (14), преобразуя его к виду

$$\begin{aligned} \underline{H}_z(x, y) &= \underline{H}_a \frac{\operatorname{ch} \chi_x x}{\operatorname{ch} \chi_x a} \cos qy; \\ \underline{H}_z(y, x) &= \underline{H}_b \frac{\operatorname{ch} \chi_y y}{\operatorname{ch} \chi_y b} \cos px. \end{aligned} \quad (15)$$

Третьи условия из (11) удовлетворяются при $qb = pa = \pi n / 2$, тогда

$$\begin{aligned} \underline{H}_z(a, y) &= \sum_{n=1}^{\infty} b_n \cos \frac{\pi n}{2b} y; \\ \underline{H}_z(b, x) &= \sum_{i=1}^{\infty} a_n \cos \frac{\pi n}{2a} x, \end{aligned} \quad (16)$$

где

$$\begin{aligned} a_n &= \frac{2}{2a} \int_{-a}^{+a} \underline{H}_z(b, x) \cos \frac{\pi n x}{2a} dx = \frac{4 \underline{H}_b}{\pi n} \sin \frac{\pi n}{2}; \\ b_n &= \frac{2}{2b} \int_{-b}^{+b} \underline{H}_z(a, y) \cos \frac{\pi n y}{2b} dy = \frac{4 \underline{H}_a}{\pi n} \sin \frac{\pi n}{2} \end{aligned} \quad (17)$$

– коэффициенты Фурье ($n = 1, 3, 5, \dots$ [5]).

Из (14) – (17) окончательно находим

$$\begin{aligned} \underline{H}_z(x, y) &= \underline{H}_a \frac{\operatorname{ch} \chi_x x}{\operatorname{ch} \chi_x a} \varphi_n(y); \\ \underline{H}_z(y, x) &= \underline{H}_b \frac{\operatorname{ch} \chi_y y}{\operatorname{ch} \chi_y b} \varphi_n(x), \end{aligned} \quad (18)$$

тогда уравнения (12), (7) и (8) принимают вид соответственно

$$\underline{H}_z = \underline{H}_a \frac{\operatorname{ch} \chi_x x}{\operatorname{ch} \chi_x a} \varphi_n(y) + \underline{H}_b \frac{\operatorname{ch} \chi_y y}{\operatorname{ch} \chi_y b} \varphi_n(x); \quad (19)$$

$$\underline{\delta}_x = \frac{\partial \underline{H}_z(y, x)}{\partial y} = -\gamma_x \underline{E}_b \frac{\operatorname{sh} \chi_y y}{\operatorname{sh} \chi_y b} \varphi_n(x);$$

$$\underline{\delta}_y = \frac{\partial \underline{H}_z(x, y)}{\partial x} = \gamma_y \underline{E}_a \frac{\operatorname{sh} \chi_x x}{\operatorname{sh} \chi_x a} \varphi_n(y), \quad (20)$$

где

$$\begin{aligned} \underline{E}_a &= -\rho_y \chi_x \underline{H}_a \operatorname{th} \chi_x a = -j\omega \underline{B}_a a_B; \\ \underline{E}_b &= -\rho_x \chi_y \underline{H}_b \operatorname{th} \chi_y b = -j\omega \underline{B}_b b_B; \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \varphi_n(x) &= \frac{4}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin \frac{\pi n}{2} \cos \frac{\pi n x}{2a}; \\ \varphi_n(y) &= \frac{4}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin \frac{\pi n}{2} \cos \frac{\pi n y}{2b}; \end{aligned} \quad (22)$$

$\underline{B}_a, \underline{B}_b$ – комплексы действующих индукций, равномерно распределенных на эквивалентных глубинах a_B и b_B , которые позволяют найти участки l_s и t_s эквивалентного контура L_s вихревых токов [5].

В эквивалентном контуре действует ЭДС

$$\underline{\mathcal{E}} = 2(\underline{E}_a t_s + \underline{E}_b l_s) = -j\omega \underline{\Phi}. \quad (23)$$

Единичные функции (22), представляющие граничные условия, существенного влияния на результаты анализа не оказывают и могут быть положены $\varphi_n(x) = \varphi_n(y) = 1$.

Полученные выражения (20) – (23) с учетом формул расчёта магнитной проницаемости чувствительных элементов при температурном воздействии (6) помогают определить сопротивления чувствительных элементов магнитоанізотропных преобразователей вихревому и намагничивающему токам при действии на них изменения температуры.

Вихревые токи в эквивалентном контуре $L_s = 2(t_s + l_s)$ пластины находятся путем интегрирования выражений (20):

$$\begin{aligned} I_{tB} &= c \int_0^b \delta_y dx = \frac{c E_a}{\rho \chi} \frac{\operatorname{ch} a - 1}{\operatorname{sh} \chi a}; \\ I_{lB} &= c \int_0^b \delta_x dy = \frac{c E_b}{\rho \chi} \frac{\operatorname{ch} b - 1}{\operatorname{sh} \chi b}. \end{aligned} \quad (24)$$

Сопротивления пластины вихревым токам вычисляются с учётом выражений (21), (23) и (24):

$$\begin{aligned} Z_{tB} &= \frac{\mathcal{E}_t}{I_{tB}} = \frac{t_s}{ca_E} \rho e^{j\psi_a}; \\ Z_{lB} &= \frac{\mathcal{E}_l}{I_{lB}} = \frac{l_s}{cb_E} \rho e^{j\psi_b}. \end{aligned} \quad (25)$$

Полное сопротивление вихревому току запишем как сумму выражений (25)

$$Z_B = 2(Z_{tB} + Z_{lB}) = 2\rho \left(\frac{t_s}{ca_E} e^{j\psi_a} + \frac{l_s}{cb_E} e^{j\psi_b} \right); \quad (26)$$

где ρ – удельное электрическое сопротивление чувствительного элемента (кольца); t, l – стороны эквивалентного контура вихревых токов; c – средняя длина пути магнитного потока; ψ_a, ψ_b – углы сдвига между вихревым током и ЭДС по соответствующим направлениям эквивалентного контура.

$$a_E = b_E = \frac{a}{k} \sqrt{\frac{\text{ch}k_1 - \cos k_2}{\text{ch}k_1 + \cos k_2}} \quad (27)$$

– эквивалентные глубины проникновения электрического поля в пластину найденные с учетом выражений (13);

$$\begin{aligned} k &= a / \Delta = a \sqrt{\omega \gamma \mu_{\sigma \Delta T}}; \\ k_1 &= k \cos(\pi / 4 - \beta / 2); \\ k_2 &= k \sin(\pi / 4 - \beta / 2); \end{aligned} \quad (27a)$$

$$\gamma = 1 / \rho = \gamma \cos \varphi - j \gamma \sin \varphi.$$

Углы сдвига между вихревым током и ЭДС

$$\begin{aligned} \cos \psi_a = \cos \psi_b &= \frac{k_1 \text{sh} k_1 + k_2 \sin k_2}{k \sqrt{\text{sh}^2 k_1 + \sin^2 k_2}}; \\ \sin \psi_a = \sin \psi_b &= \frac{k_2 \text{sh} k_1 - k_1 \sin k_2}{k \sqrt{\text{sh}^2 k_1 + \sin^2 k_2}}. \end{aligned} \quad (28)$$

Сопротивления пластины намагничивающему току $I_\phi = cH$ по соответствующим направлениям эквивалентного контура определяют с учетом выражений (21) и (23):

$$\begin{aligned} Z_{I\phi} &= \mathcal{E}_I / (cH_I) = \omega t_\Delta a_B \mu_{\sigma \Delta T} e^{j\alpha_a} / c; \\ Z_{I\phi} &= \mathcal{E}_I / (cH_I) = \omega l_\Delta b_B \mu_{\sigma \Delta T} e^{j\alpha_B} / c, \end{aligned} \quad (29)$$

а полное сопротивление чувствительного элемента намагничивающему току запишем как сумму выражений (29)

$$\begin{aligned} Z_\phi &= 2(Z_{I\phi} + Z_{I\phi}) = \\ &= 2 \frac{\omega \mu_{\sigma \Delta T}}{c} (t_\Delta a_B e^{j\alpha_a} + l_\Delta b_B e^{j\alpha_B}), \end{aligned} \quad (30)$$

где $\mu_{\sigma \Delta T}$ – магнитная проницаемость пластины с учетом (6), α_a, α_B – углы сдвига между намагничивающим током и магнитным потоком по соответствующим направлениям эквивалентного контура;

$$a_B = b_B = \frac{a}{k} \sqrt{\frac{\text{ch} 2k_1 - \cos 2k_2}{\text{ch} 2k_1 + \cos 2k_2}} \quad (31)$$

– эквивалентные глубины проникновения магнитного поля в пластину, найденные с учетом выражений (13); k, k_1, k_2 определяются по (27a);

$$\underline{\mu}_{\sigma \Delta T} = \mu_{\sigma \Delta T} \cos \alpha - j \mu_{\sigma \Delta T} \sin \alpha.$$

Углы сдвига между намагничивающим током и магнитным потоком

$$\begin{aligned} \cos \alpha_a = \cos \alpha_b &= \frac{k_2 \text{sh} 2k_1 + k_1 \sin 2k_2}{k \sqrt{\text{sh}^2 2k_1 + \sin^2 2k_2}}; \\ \sin \alpha_a = \sin \alpha_b &= \frac{k_1 \text{sh} 2k_1 - k_2 \sin 2k_2}{k \sqrt{\text{sh}^2 2k_1 + \sin^2 2k_2}}. \end{aligned} \quad (32)$$

При отсутствии поверхностного эффекта, что имеет место при $k = a \sqrt{\omega \mu_{\sigma \Delta T}} \gamma \leq 0,5$, эквивалентные глубины проникновения электрического и магнитного полей будут $b_B = b, a_B = a, b_E = a_E = 0,5a_B$, а магнитная индукция распределяется равномерно по сечению $B_c = Ba_B / a$ [7]. При этом можно пренебречь составляющими, пропорциональными круговым функциям в выражениях (28) и (32). Тогда

$$\begin{aligned} \cos \psi &= \sin \alpha = k_2 / k = \sin(\pi / 4 - \beta / 2); \\ \cos \alpha = \sin \psi &= k_1 / k = \cos(\pi / 2 - \psi). \end{aligned} \quad (33)$$

С учетом изложенного, сопротивление вихревому току элемента любой конфигурации, приведенное к виткам соответствующей обмотки, приобретает вид

$$Z_b = \frac{\rho L_\Delta k_n^2 e^{j\psi}}{ca_E}, \quad (34)$$

где $L_\Delta = t + l$ – длина эквивалентного контура вихревых токов; $t = 2b, l = 2a$ – ширина и толщина; $k_n = w / w_c$ – коэффициент приведения сопротивления чувствительного элемента к соответствующей обмотке $w; w_c = 1$ – число витков чувствительного элемента.

Активная и индуктивная составляющие сопротивления вихревому току

$$r_B = Z_B \cos \psi; \quad x_B = Z_B \sin \psi. \quad (35)$$

Полное электрическое сопротивление чувствительного элемента любой конфигурации намагничивающему току (30), приведенное к виткам соответствующей обмотки, принимает вид [5]

$$Z_\phi = \frac{\omega L_\Delta a_B}{c} \mu_{\sigma \Delta T} k_n^2 e^{j\alpha} = \frac{\omega s_\Delta}{c} \mu_{\sigma \Delta T} k_n^2 e^{j\alpha}, \quad (36)$$

где $s_\Delta = s = L_\Delta a_B = tl$ при отсутствии поверхностного эффекта.

Активная и индуктивная составляющие Z_ϕ

$$r_\phi = Z_\phi \sin \alpha; \quad x_\phi = Z_\phi \cos \alpha. \quad (37)$$

Приведенная к первичным виткам ЭДС эквивалентного контура

$$\mathcal{E} = \omega B_c s_\Delta w_1. \quad (38)$$

Поскольку сопротивления вихревому и намагничивающему токам расположены относительно друг друга параллельно [7, 10], то комп-

лекс полного результирующего сопротивления чувствительного элемента

$$Z_p = Z_B Z_\Phi / (Z_B + Z_\Phi), \quad (39)$$

а активная и реактивная составляющая при этом

$$r_p = r_B r_\Phi / (r_B + r_\Phi); \quad x_p = x_B x_\Phi / (x_B + x_\Phi). \quad (40)$$

Сопротивление намагничивающему току Z_Φ изменяется при действии изменения температуры (напряжений $\sigma_{\Delta T}$), и выражение (36) с учетом формулы расчёта магнитной проницаемости чувствительного элемента (6) приобретает соответствующий вид:

$$Z_{\Phi_{рад}} = \frac{\omega s \varepsilon}{c} \left(\mu_n - 0,375 \frac{\lambda_s \alpha_s \mu_n^2 E \alpha \Delta T}{\pi B^2} \right) k_n^2 e^{ja}. \quad (41)$$

Зависимости (34) – (41) позволяют определить электрические сопротивления чувствительных элементов магнитоанізотропных преобразователей и, соответственно, электрические потери и тангенс угла магнитных потерь $\operatorname{tg} b$ при температурном воздействии на них.

Магнитная цепь дифференциально-трансформаторного магнито-анізотропного преобразователя имеет схему замещения, приведенную на рис. 4.

Для этой схемы по второму закону Кирхгофа составляем систему уравнений [7]:

$$\begin{aligned} \underline{U}_c + \underline{U}_k &= \underline{U}_1; \\ \underline{U}_c - \underline{U}_k - \underline{U}_C &= 0, \end{aligned} \quad (42)$$

где \underline{U}_c , \underline{U}_k , \underline{U}_C – соответствующие напряжения на чувствительном и компенсационном элементах и контурном конденсаторе C ; \underline{U}_1 – напряжение питания преобразователя.

После перехода к магнитным индукциям система уравнений (42) принимает вид

$$\underline{B}_c + \underline{B}_k = \underline{B}_1; \quad \underline{B}_c - \underline{B}_k - \underline{B}_C = 0, \quad (43)$$

где \underline{B}_c , \underline{B}_k – магнитные индукции в сердечниках чувствительного и компенсационного элементов; \underline{B}_1 , \underline{B}_C – магнитные индукции в сердечниках элементов за счет напряжения питания \underline{U}_1 и на конденсаторе соответственно,

$$\underline{B}_c = (\underline{H}_1 + \underline{H}_2) \underline{\mu}_c, \quad \underline{B}_k = (\underline{H}_1 - \underline{H}_2) \underline{\mu}_k,$$

$$\underline{B}_1 = \underline{U}_1 / (\omega s w_1), \quad \underline{B}_C = \underline{H}_2 c / (\omega^2 s w_2^2 C). \quad (44)$$

Здесь \underline{H}_1 , \underline{H}_2 – напряженности магнитного поля, создаваемые в сердечниках чувствительного и компенсационного элементов за счет протекания тока в первичной и вторичной (измерительной) цепи преобразователя [5];

$$\begin{aligned} \underline{\mu}_c &= \mu_c - j \mu_c \operatorname{tg} \beta_c, \\ \underline{\mu}_k &= \mu_k - j \mu_k \operatorname{tg} \beta_k, \end{aligned} \quad (45)$$

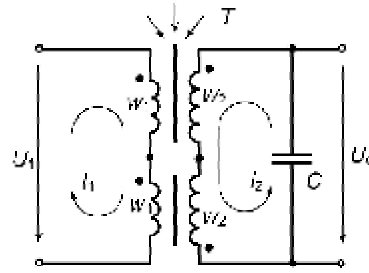


Рис. 4. Магнитная цепь дифференциально-трансформаторного магнитоанізотропного преобразователя

$\underline{\mu}_c$ и $\underline{\mu}_k$ – комплексные магнитные проницаемости чувствительного и компенсационного элементов; $\operatorname{tg} \beta_c$ и $\operatorname{tg} \beta_k$ – тангенсы магнитных потерь чувствительного и компенсационного элементов; ω – круговая частота питающего напряжения; s – сечение магнитопроводов кольцевых элементов; w_1 и w_2 – число витков обмоток возбуждения и измерительной; c – средняя длина пути магнитного потока в элементе.

Подставив (44) в (43), получим

$$\underline{H}_1 (\underline{\mu}_c + \underline{\mu}_k) + \underline{H}_2 (\underline{\mu}_c - \underline{\mu}_k) = \underline{U}_1 / (\omega s w_1);$$

$$\underline{H}_1 (\underline{\mu}_c - \underline{\mu}_k) + \underline{H}_2 [\underline{\mu}_c + \underline{\mu}_k - c / (\omega^2 s w_2^2 C)] = 0. \quad (46)$$

Решив данную систему методом определителей, имеем

$$\underline{H}_2 = \frac{\underline{U}_1 (\underline{\mu}_k - \underline{\mu}_c) \omega C k_T w_2}{c (\underline{\mu}_c + \underline{\mu}_k) - 4 \underline{\mu}_c \underline{\mu}_k \omega^2 C s w_2^2}, \quad (47)$$

где $\underline{\mu}_k - \underline{\mu}_c = \Delta \underline{\mu}$ – изменение магнитной проницаемости под воздействием температуры (6); $k_T = w_2 / w_1$ – коэффициент трансформации чувствительного элемента; $w_1 = U_1 / 8,88 f B t l$ – число витков обмотки возбуждения; f – частота питающего напряжения, $s = t l$ – сечение элемента;

$$C = \frac{2x_p - \Delta x_p}{\omega (2Z_p - \Delta Z_p)^2} \quad (48)$$

– ёмкость контурного конденсатора, определяемая из условия резонанса токов при максимальной температуре; Δx_p , ΔZ_p – изменения индуктивного x_p и полного Z_p сопротивлений чувствительного элемента при воздействии на него, определенные по выражениям (39), (40), приведенные к той обмотке, в которой включен контурный конденсатор C .

После подстановки в (47) значений вышеназванных величин и выражений (6) действующие значения напряженности магнитного поля \underline{H}_2 после соответствующих преобразований принимает вид [5]

$$H_2 = \frac{U_1 k_T \lambda_s \alpha_s \mu_n f w_2 C E \alpha \Delta T}{3,353 \pi B^2 (r_0 - 4 \pi \mu_n f^2 C t l w_2^2)} \cdot (49)$$

Выходное действующее напряжение U_2 , снимаемое с конденсатора C , записывается выражением

$$U_2 = I_2 \frac{1}{\omega C} = \frac{H_2 c}{w_2} \frac{1}{\omega C} = \frac{r_0}{f w_2 C} H_2, (50)$$

или после подстановки (49) в (50)

$$U_2 = \frac{U_1 k_T r_0 \lambda_s \alpha_s \mu_n E \alpha \Delta T}{3,353 \pi B^2 (r_0 - 4 \pi \mu_n f^2 C t l w_2^2)} \cdot (51)$$

Таким образом получено выражение выходной статической характеристики $U_2 = f(\Delta T)$ магнитоанизотропного преобразователя температуры на кольцевых ферритовых чувствительных элементах (рис. 5). Расчёты данной характеристики имеют погрешность не превышающей 5%, что подтверждено экспериментально.

Данный преобразователь может быть использован в различных устройствах контроля нагрева и автоматики, где осуществляется измерение температуры, например, в бортовых системах контроля нагрева букс осей железнодорожных вагонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пат. РФ №2090417. Устройство для контроля температуры нагрева подшипников осей вагона / А.Е. Дубинин и др. // Опубл. в БИ №26, 1997.
2. Инструкция по техническому обслуживанию системы контроля нагрева букс с позисторными термодатчиками на пассажирских вагонах (СКНБП). М.:

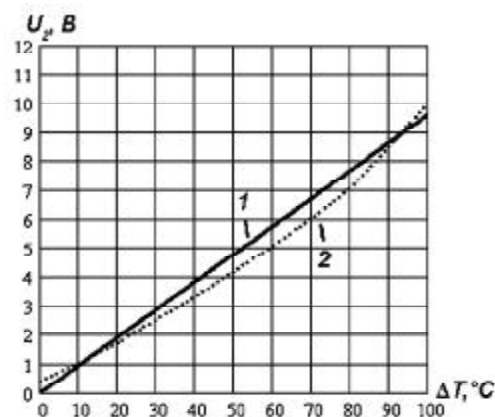


Рис. 5. Расчётная (1) и экспериментальная (2) выходные статические характеристики преобразователя температуры

- МПС, Главное управление вагонного хозяйства, 1983.
3. Дубинин А.Е. О магнитном состоянии чувствительных элементов магнитоупругих преобразователей момента // Изв. вузов. Электромеханика. 1979. №1. С.74-75.
4. Белов К.П. Магнестрикционные явления и их технические приложения. М.: Наука, 1987. 160 с.
5. Дубинин А.Е. Магнитоанизотропные преобразователи силы. М.: Энергоатомиздат, 1991. 112 с.
6. Справочник по электротехническим материалам [под ред. Ю.В. Корицкого и др.] Т. 3. Л.: Энергия, 1976. 896 с.
7. Дубинин А.Е. Определение электрических параметров чувствительных элементов магнитоупругих преобразователей силы // Изв. вузов. Электромеханика, 1986. №9. С. 44-47.
8. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практическое применение: Пер с японск. М.: Мир, 1987. – 419 с.
9. Электрические измерения неэлектрических величин [под ред. П.В. Новицкого]. Л.: Энергия, 1975. 576 с.
10. Дубинин А.Е., Кислицын А.Л. Магнитоанизотропные устройства автоматизированных систем. Ульяновск: УлГТУ, 2004. 372 с.

INVESTIGATION OF A FERRITE TEMPERATURE TRANSDUCER FOR THE HEATING CONTROL SYSTEM IN TECHNICAL DEVICES

© 2010 A.Ye. Dubinin, A.S. Nepchay

Samara State University of Railway Transport

The authors present a temperature control system. As a primary temperature transducer of this system a thermally-stressed ferrite ring is used. To simplify the analysis of physical processes the ferrite ring has been replaced with an equivalent ferrite plate. The latter serves as an example of temperature affected processes. An output statistical characteristic of the temperature transducer has been obtained.

Key words: heating control system, temperature sensor, ferrite temperature transducer, ferrite ring, relative permeability dependence of temperature, thermally affected ferrite plate, output statistical characteristic.

Alexander Dubinin, Doctor of Technics, Professor, Head at the Electrical Engineering Department. Tel.: (846) 995-54-13.
Alexey Nepchay, Lecturer at the Electrical Engineering Department. E-mail: aleksej-nechpaj@yandex.ru