

- ской характеристики, Отчет по НИР., Абаринов Е.Г., N гос.рег. 0191.0033964, г.Гомель.1991.  
4. Продукция Ивано-Франковского ПО «Промприбор», Измерительные преобразователи разности давлений ДМТ-3583М. "Приборы и системы управления", 1991. N 10.

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ ТОЛЩИНЫ ПРОВОДЯЩИХ ОБОЛОЧЕК

Верига Б.А., Карпов В.А.

Гомельский политехнический институт им. П.О.Сухого (Гомель)

Для измерения магнитных полей широко применяются индукционные магнитоприемники различной конструкции. Обычно это первичный преобразователь в виде рамочной антенны с сердечником или без него. Если такая антенна расположена вблизи экранирующей оболочки, ее электродинамические параметры (в том числе и индуктивность) становятся другими. По характеру изменения индуктивности можно судить о геометрических и электрических параметрах оболочки.

Модель измерителя состоит в следующем: ток  $I$  протекает по круговой рамке диаметра  $D$  и сечения  $d$ , рамка находится на расстоянии  $h$  от проводящей оболочки толщиной  $t$  и с параметрами: магнитной проницаемостью  $\mu$  и проводимостью  $\sigma$ . Под действием первичного тока  $I$ , имеющего только осесимметричную составляющую  $I = I_\phi$ , в оболочке возбуждаются индукционные токи только с такой же составляющей  $I_i = I_i(\phi)$ . Таким образом, векторный потенциал в пространстве над оболочкой будет иметь только компоненту  $A_\phi$ , состоящую из двух составляющих  $\bar{A}_0$  и  $\bar{A}_i$  (первичной и индукционной). Решение задачи сводится к решению уравнения Гельмгольца  $\Delta \bar{A} = k^2 \bar{A}$ , где  $k = \sqrt{j\omega\mu\sigma}$ , где  $\omega$  – круговая частота при граничных условиях непрерывности нормальной составляющей вектора магнитной индукции и касательной составляющей напряженности магнитного поля на границах раздела оболочки с непроводящей средой (воздухом). В цилиндрической системе координат система дифференциальных уравнений имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 A_\phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\phi}{\partial r} - \frac{A_\phi}{r^2} = -\lambda^2 \\ \frac{\partial^2 A_\phi}{\partial t^2} - k^2 A_\phi = -\lambda^2 \end{cases} \quad (1)$$

при граничных условиях  $B_{z1} = B_{z2}$ ,  $B_{n1} = (1/\mu) B_{n2}$  при  $z = 0$  и  $B_{z2} = B_{z3}$ ,  $B_{r2} = \mu B_{r3}$  при  $z = t$ . Здесь  $\lambda$  – постоянная разделения, а

$$B_z = \frac{A_\phi}{r} + \frac{\partial A_\phi}{\partial r}; \quad B_r = -\frac{\partial A_\phi}{\partial z}$$

Для нахождения неопределенных коэффициентов в методе разделения переменных использовалось точное решение уравнения  $\Delta A = -I$  для тока источника  $I = I_0 \delta(r - D/2) \delta(z + h)$ :

$$A\Phi_0 = \int_V IGdV,$$

здесь  $V$  – объем рамки;  $G$  – функция Грина.

После всех вычислений можно найти величину изменения индуктивности рамки, обусловленную наличием оболочки

$$\Delta L = \frac{1}{I} \int \bar{A}_i dI = \frac{\pi d^2}{4} \mu \int_0^\infty \frac{n(1 - e^{-\sqrt{\lambda^2 + k^2}t})}{1 - n^2 e^{-\sqrt{\lambda^2 + k^2}t}} |1 - e^{-2\lambda h} I_1^2(\frac{\lambda D}{2})| d\lambda,$$

где  $n = \frac{\mu\lambda - \sqrt{\lambda^2 + k^2}}{\mu\lambda + \sqrt{\lambda^2 + k^2}}$ ;  $I_1(x)$  – функция Бесселя первого порядка.

Значение  $\Delta L$  оказывается комплексной величиной, при этом действительная часть указывает на изменение индуктивности, а мнимая определяет потери индукционных токов в металле. Изменение индуктивности существенно зависит от магнитной проницаемости материала. Анализ выражения (2) показывает, что для пара(диа)магнетиков ( $\mu \approx 1$ )  $\Delta L \leq 0$  и существенно изменяется в области частот десятки – тысячи Герц. Для ферромагнетиков заметное изменение  $\Delta L > 0$  имеет место на очень низких частотах, а в области высоких

частот  $\Delta L < 0$ . Для стали ( $\mu \approx 100 + 200$ ) можно говорить о возможности создания измерителя толщины только на частотах единицы доли Герц и при толщине оболочки до  $t \leq 5$  мм.

Рассматривая измеритель, в котором параллельно формируется сильное постоянное магнитное поле, что обеспечивает снижение  $\mu$  стали за счет переноса рабочей точки по кривой петли гистерезиса в область насыщения  $B(H)$ . Экспериментально установлено, что можно обеспечить таким способом  $\mu_{эф} \approx 0,1$ ,  $\mu \approx (10-20)$  и увеличить диапазон измеряемых толщин оболочек в 2-3 раза.

Рассматриваются структурная и принципиальная схемы измерителя толщины оболочек и результаты расчетов  $\Delta L$  в диапазоне частот. Обсуждаются особенности применения измерителя в случае ферромагнитных оболочек.

## К АНАЛИЗУ И СИНТЕЗУ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ КОРРЕКТИРУЮЩИХ ЦЕПЕЙ НА НЕСУЩЕЙ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

Е.Г.Абаринов, В.Е.Финаев

Гомельский политехнический институт им. П.О.Сухого (Гомель)

Для динамической коррекции автоматических систем, работающих на несущей переменного тока  $\omega_0$  обычно применяется последовательный форсирующий корректирующий контур на основе двойного Т-образного моста (2Т-моста), схема и ЛАЧХ которого приведены на Рис.1.

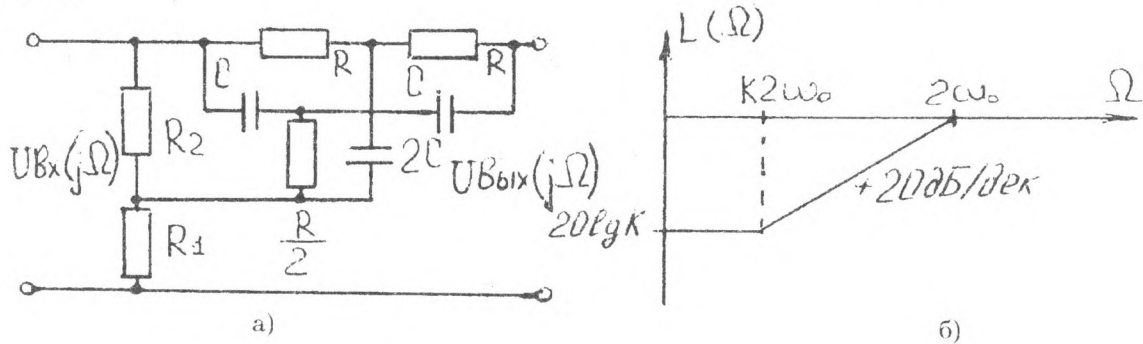


Рис.1. Схема (а) и характеристики (б) корректирующего контура.

Определяют динамические свойства по огибающей цепей, работающих на несущей, с помощью эквивалентного комплексного коэффициента передачи по огибающей  $Wэ(j\Omega)$ , получаемого из обычного комплексного коэффициента передачи  $W(j\omega)$  по формуле [1]  $Wэ(j\Omega) = W(j\omega^+)$  для звеньев с симметричной АЧХ и кососимметричной ФЧХ, где  $\omega^+ = \omega_0 + \Omega$ . В [2] показано, что  $Wэ(j\Omega)$  можно получать с помощью комплексного коэффициента передачи по относительной расстройке  $W(j\delta)$  по формуле  $W(j\Omega) = W(j\delta^+)$ , где  $\delta^+ = \frac{\omega^+}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega^+} \approx \frac{2\Omega}{\omega_0}$ . В [3] показано, что  $W(j\delta)$  для частотно-избирательных цепей имеют

простой вид. Так, например, для 2Т-моста  $W(j\delta) = (j\delta 1/4)/(1 + j\delta 1/4)$ , из чего видно, что 2Т-мост, настроенный на частоту несущей, является реально-дифференцирующим звеном по огибающей. Недостатком корректирующей цепи (КЦ) на основе 2Т-моста является фиксированное значение постоянной времени инерционного звена  $2\omega_0$ , что не позволяет «перемещать» обе постоянные времени КЦ по оси частот, а только изменять «форсирующую» постоянную времени, изменяя вносимое ослабление  $K$ .

От этого недостатка могут быть свободны корректирующие цепи на основе одинарного Т-моста и LC-резонансных цепей. На Рис. 2 приведена схема и ЛАЧХ одинарного Т-моста,  $W(j\delta)$  [3] и  $Wэ(j\Omega)$  которого имеют следующий вид:

$$W_T(j\delta) = K(1 + j\delta Q)/(1 + j\delta KQ); \quad Wэ_T(j\Omega) = K(1 + j\Omega 2Q/\omega_0)/(1 + j\Omega K 2Q/\omega_0),$$

$$\text{где } K = 1/(2Q^2); \quad Q = m/2; \quad m = R/R_1; \quad T = RC = m/\omega_0 \quad (3)$$