УДК 537.622.4

Б.А. Дем'янчук, д.т.н.

Військова академія, м. Одеса.

МЕТОДИЧНІ ОСНОВИ ВИМІРЮВАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ПАРАМЕТРІВ ФЕРРИТОВІ КОМПОЗИТІВ

Обговорюються методичні основи сумісного вимірювання діелектричної і магнітної проникності і провідності феритових композитів. Пропонована методика відрізняється від відомих застосуванням сукупності логічних переходів для усунення неоднозначностей вимірювання, які традиційно виникають у разі неспівпадання головних значень аргументу комплексних величин і функції арктангенса характеристичних параметрів розподілу поля в хвилеводній вимірювальній лінії.

***Ключові слова**: хвилеводна вимірювальна лінія, електромагнітні параметри феритових композитів, відносні діелектрична і магнітна проникності, питомі провідності середовища.*

Б.А. Демьянчук, д.т.н.

МЕТОДИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ФЕРРИТОВЫХ КОМПОЗИТОВ

Обсуждаются методические основы совместного измерения диэлектрических и магнитных проницаемостей и проводимостей ферритовых композитов. Предлагаемая методика отличается от известных применением совокупности логических переходов для устранения неоднозначностей измерения, которые традиционно возникают в случае несовпадения главных значений аргумента комплексных величин и функции арктангенса характеристических параметров распределения поля в волноводной измерительной линии.

***Ключевые слова**: волноводная измерительная линия, электромагнитные параметры ферритовых композитов, относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости, удельные проводимости среды.*

B.Demyanchuk, ScD.

METHODOLOGICAL BASIS OF THE MEASURED ELECTROMAGNETIC PARAMETERS FERRITE COMPOSITES

Methodical bases of the joint measuring of dielectric and magnetic permeabilities and conductivities of ferrite compos come into a question. The offered method differs from known application of aggregate of logical transitions for a removal vagueness variabilites which traditionally arise up in the case of lack of coincidence of main values of argument of complex sizes and function of arctangent of characteristic parameters of distributing of the field in a waveguide measuring line.

***Keywords:** Test line waveguide, the electromagnetic parameters of ferrite composites, relative permittivity and magnetic permeability, the specific conductivity of the medium.*

Ведение

Актуальность совершенствования средств и способов однозначного измерения параметров композитов с большими проницаемостями с развитием техники сверхвысоких частот возрастает. Ферритовые композиты широко применяются: в системах для преобразования энергии электромагнитного поля в тепловую; в излучающих системах для уменьшения бокового излучения антенн; в волноводах для выравнивания фронта волны; в направляющих структурах для модуляции сигналов. Кроме того, при решении сложной технической задачи согласования волновых сопротивлений диэлектрических сред на границе их раздела особую актуальность приобретает не только точное измерение составляющих комплексных проницаемостей сред с электромагнитными потерями, но и целенаправленная коррекция этих параметров.

Ферримагнетики, оксиды переходных металлов со структурой шпинели, напр., $NiCo_2O_4$, Fe_3O_4, и сегнетоэлектрики со структурой перовскита, например, $BaTiO_3$, $BaSiO_3$, $BaSnO_3$, синтезируемые спеканием, которые являются наполнителями полимерных композитов, позволяют, в отличие от других диэлектрических материалов, реализовывать значения проводимостей и относительных проницаемостей, изменяющиеся в широких пределах. Совершенствование технологии получения и целенаправленной коррекции свойств таких композитов требует дальнейшего развития способов однозначного измерения составляющих их комплексных проницаемостей.

Исследование свойств диэлектриков в короткозамкнутых волноводах впервые осуществили в 1940 году А. Хиппель и С. Робертс [1]. В другой работе А. Хиппель [2] предложил оценивать электрические и магнитные параметры материалов путем измерения (с помощью детектора-индикатора, перемещающегося вдоль узкой щели в волноводе, прорезанной параллельно его оси) характеристик поля, применяя как метод короткого замыкания волновода, так и метод холостого хода. Методы получения теоретических оценок и экспериментальных измерений электромагнитных параметров различных сред получили широкое развитие в работах Дж. К. Саусворта, Р.А. Валитова и В.Н. Сретенского, В.В. Никольского, Ю.И. Беспятых [3, 4, 5, 6].

Однако, практическое применение экспериментально-расчетного метода оценки составляющих комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей часто сопровождается ошибками неоднозначного определения этих составляющих даже в методических, широко используемых разработках (см., напр., [7]).

Способ, изложенный в [7], позволяет находить однозначные оценки указанных параметров лишь в том случае, когда комплексные величины параметров распределения поля в волноводной измерительной линии имеют область главных значений аргумента, которая совпадает с областью главных значений арктангенса составляющих комплексных величин этих параметров.

Целью данной статьи является изложение особенностей методики однозначного измерения электромагнитных параметров ферритовых композитов, основанной на измерении характеристик распределения поля в измерительной линии (рис.1) и на последующих новых алгоритмах расчетов с условными переходами при вычислении каждой из комплексных величин параметров, характеризующих распределение поля в волноводной измерительной линии, что гарантирует однозначность оценок параметров материалов.

Измерительный волноводный тракт состоит из трех участков: отрезка пустого волновода 1; участка 2, заполненного исследуемым материалом; отрезка 3, имеющего длину, равную четвертой части длины волны в волноводе, $\lambda_в/4$.

Рисунок 1 – Общий вид измерительного комплекса на базе волноводной измерительной линии (ИЛ) с зондом и передвижным плунжером плунжером с микрометрическим винтом

Начало координаты x совпадает с границей раздела участков 1 и 2. Ось x направлена вдоль оси волновода, справа-налево (рис. 2).

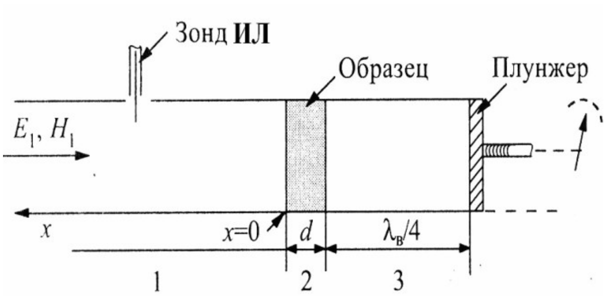

Рисунок 2 – Схема волноводного измерительного тракта

В области 1 составляющие электромагнитного поля, как известно [5], определяются в виде:

$$\dot{E}_1(x) = \dot{A}_{п1} e^{\gamma_1 x} + \dot{A}_{о1} e^{-\gamma_1 x} = \dot{A}_{п1}\left(e^{\gamma_1 x} + \frac{\dot{A}_{о1}}{\dot{A}_{п1}} e^{-\gamma_1 x} \right);$$

$$\dot{H}_1(x) = \frac{\dot{A}_{п1}}{W} e^{\gamma_1 x} - \frac{\dot{A}_{о1}}{W} e^{-\gamma_1 x} = \frac{\dot{A}_{п1}}{W}\left(e^{\gamma_1 x} - \frac{\dot{A}_{о1}}{\dot{A}_{п1}} e^{-\gamma_1 x} \right), \quad (1)$$

где $\dot{A}_{п1}$, ($\dot{A}_{о1}$) – комплексная амплитуда падающей (отраженной от образца материала) волны; γ_1 – постоянная распространения;

$$\frac{\dot{A}_{О1}}{\dot{A}_{П1}} = \dot{\rho} = e^{-2} \quad = e^{-2(\alpha + j\beta)}, \quad (2)$$

где $\dot{\rho}$ – комплексный коэффициент отражения; его параметры (коэффициенты α и β) зависят от комплексных проницаемостей материала и подлежат определению; W – характеристическое сопротивление пустого волновода.

На границе участков 1 и 2, (x = 0), получается характеристическое сопротивление в виде

$$\dot{A}(0)=\frac{\dot{E}(0)}{\dot{H}(0)}=\frac{1+\dot{\rho}}{1-\dot{\rho}}\cdot W=W\cdot\frac{1+e^{-2\varphi}}{1-e^{-2\varphi}}=Wcth\varphi \tag{3}$$

Если потери в стенках волновода малы, то при $x>0$ можно считать, что в (1) постоянная распространения равняется

$$\gamma_1=j\frac{2\pi}{\lambda_в}, \tag{4}$$

где $\lambda_в$ – длина волны в волноводе на участке 1.

Т.е. напряженности поля на этом участке определяются выражениями:

$$\dot{E}_1(x)=\dot{A}_{п\,1}\left(e^{j\frac{2\pi}{\lambda_в}x}+e^{-j\left(\frac{2\pi}{\lambda_в}x+2\beta\right)}\cdot e^{-2\alpha}\right)$$

$$\dot{H}_1(x)=\frac{\dot{A}_{п\,1}}{W}\left(e^{j\frac{2\pi}{\lambda_в}x}-e^{-2\alpha}\cdot e^{-j\left(\frac{2\pi}{\lambda_в}x+2\beta\right)}\right). \tag{5}$$

В точке первого узла, на некотором расстоянии от отражающей поверхности образца, равном l, когда разность фаз падающей и отраженной волн равняется π, т.е.

$$-\frac{2\pi}{\lambda_в}\cdot l+\left(-\frac{2\pi}{\lambda_в}\cdot l-2\beta\right)=-\pi, \tag{6}$$

напряженность поля минимальна и определяется как

$$E_{min}=A_{п\,1}\left(1-e^{-2\alpha}\right)=A_{п\,1}\left(1-|\dot{\rho}|\right). \tag{7}$$

В пучности поля напряженность определяется как

$$E_{max}=A_{п\,1}\left(1+e^{-2\alpha}\right)=A_{п\,1}\left(1+|\dot{\rho}|\right). \tag{8}$$

Параметры α и β коэффициента отражения $\dot{\rho}$ являются аргументами функции в виде сопротивления волновода на границе раздела 1 и 2. Их можно определить по результатам измерения величин l, $\lambda_в$, $E_{\min}$, $E_{\max}$ в соответствии с (6-8) в виде

$$\beta=2\pi\cdot\left(\frac{1}{4}-\frac{l}{\lambda_в}\right),\ \alpha=\mathrm{Ar\,th}\frac{E_{\min}}{E_{\max}}, \tag{9}$$

$$th\alpha=\frac{1-e^{-2\alpha}}{1+e^{-2\alpha}}=\frac{e^{\alpha}-e^{-\alpha}}{e^{\alpha}+e^{-\alpha}}=\frac{E_{\min}}{E_{\max}}. \tag{10}$$

Отношение $E_{\min}/E_{\max}=r$ – коэффициент бегущей волны. Относительное характеристическое (волновое) входное сопротивление $Z(0)/W$ с учетом (2), (3), (4), (9) и (10) запишется в виде

$$\frac{Z(0)}{W}=\frac{1+e^{-2\varphi}}{1-e^{-2\varphi}}=\frac{e^{-\varphi}+e^{-\varphi}}{e^{-\varphi}-e^{-\varphi}}=\frac{e^{\alpha+j\beta}+e^{-\alpha-j\beta}}{e^{\alpha+j\beta}-e^{-\alpha-j\beta}}=$$

$$=\frac{e^{\alpha}e^{j\beta}+e^{-\alpha}e^{-j\beta}}{e^{\alpha}e^{j\beta}-e^{-\alpha}e^{-j\beta}}=\frac{th\alpha-jctg\beta}{1-jth\alpha\cdot ctg\beta}=\frac{r-jtg2\pi\frac{l}{\lambda_в}}{1-jrtg2\pi\frac{l}{\lambda_в}}. \tag{11}$$

Сопротивление $Z(0)$, являющееся функцией параметров образца композита, помещенного в волновод, зависит, как следует из (11), от трех измеряемых на участке 1 величин: r, l, $\lambda_в$. Кроме того, оно зависит от того, в максимум или минимум поля помещен образец, т.е. в пучности или в узле распределения поля в пустом волноводе помещается исследуемый материал. На участке 2, заполненном образцом, напряженности поля соответственно равны

$$E_2(x)=A_{п\,2}e^{\gamma_2 x}+A_{о\,2}e^{-\gamma_2 x},$$

$$H_2(x)=\frac{A_{п\,2}}{Z_2}e^{\gamma_2 x}-\frac{A_{о\,2}}{Z_2}e^{-\gamma_2 x}, \tag{12}$$

где Z_2 – волновое сопротивление волновода, заполненного исследуемым материалом;

γ_2 – постоянная распространения в волноводе с образцом.

Известно, что для волны H_{10} в прямоугольном волноводе величины Z_2 и γ_2 зависят от искомых параметров $\dot{\varepsilon}$ и $\dot{\mu}$ в виде [2, 3]

$$z_2=\sqrt{\frac{1-\left(\frac{\lambda о}{\lambda_{кр}}\right)^2}{\dot{\mu}\cdot\dot{\varepsilon}-\left(\frac{\lambda_о}{\lambda_{кр}}\right)^2}};$$

$$\gamma_2=j\frac{2\pi}{\lambda_о}\sqrt{\dot{\mu}\cdot\dot{\varepsilon}-\left(\frac{\lambda_о}{\lambda_в}\right)^2}, \tag{13}$$

где $\lambda_о$ – длина волны в свободном пространстве;

$$\lambda_{кр} = 2a_о,$$

где $a_о$ – размер широкой стенки волновода.

Следовательно, для определения $\dot{\varepsilon}$ и $\dot{\mu}$ достаточно Z_2 и γ_2 выразить через сопротивление $Z(0)/W$ (11), зависящее от измеряемых величин r, l, $\lambda_в$ на участке 1, в условиях открытого и закрытого волновода.

Следовательно, величина $Z(0)$ должна быть определена для следующих значений x:

а) короткозамыкающая пластина отстоит на $\lambda_в/4$ от задней границы образца, т.е. $x_{к\,з} = -d - \lambda_в/4$ (волновод открыт); б) короткозамыкающая пластина находится непосредственно у задней стенки образца, т.е. $x_{к\,з} = -d$. Это позволит после измерений составить систему из двух уравнений с двумя неизвестными для однозначного определения величин Z_2 и γ_2.

Для случая *а*), согласно (11) и (12), электрическую компоненту поля в месте короткого замыкания, учитывая (4, 5), выразим в виде

$$0 = A_{п\,2}e^{-\gamma_2 d} \cdot e^{-\gamma_1 \frac{\lambda_в}{4}} + A_{о\,2}e^{\gamma_2 d} \cdot e^{-\gamma_1 \frac{\lambda_в}{4}} = \left(-A_{п\,2}e^{-\gamma_2 d} + A_{о\,2}e^{\gamma_2 d}\right) \cdot e^{-\gamma_1 \frac{\lambda_в}{4}} \Rightarrow$$
$$\Rightarrow \frac{A_{о\,2}}{A_{п\,2}} = e^{-2\gamma_2 d}. \tag{14}$$

Из (12), учитывая (14), получаем сопротивление $Z(0)$ для случая а) в виде

$$Z_о(0) = \frac{E_2(0)}{H_2(0)} = Z_2 \frac{A_{п\,2} + A_{о\,2}}{A_{п\,2} - A_{о\,2}} = Z_2 \frac{1 + e^{-2\gamma_2 d}}{1 - e^{-2\gamma_2 d}} = Z_2\, cth\gamma_2 d\,. \tag{15}$$

В случае б) получим

$$0 = A_{п\,2}e^{-\gamma_2 d} + A_{о\,2}e^{\gamma_2 d} \quad \Rightarrow \quad \frac{A_{о\,2}}{A_{п\,2}} = -e^{-2\gamma_2 d}. \tag{16}$$

Тогда, подобно (15), получим $Z(0)$ для случая б) в виде

$$Z_к(0) = \frac{E_2(0)}{H_2(0)} = Z_2 \frac{1 - e^{-2\gamma_2 d}}{1 + e^{-2\gamma_2 d}} = Z_2\, th\gamma_2 d. \tag{17}$$

Из (15) и (17) следуют искомые функции в виде

$$\gamma_2 = \frac{1}{d}\,\mathrm{Ar\,th}\sqrt{\frac{Z_к(0)}{Z_о(0)}}; \tag{18}$$

$$Z_2 = \sqrt{Z_о(0) \cdot Z_к(0)}. \tag{19}$$

В результате из (13), согласно (18) и (19), учитывая (11), а также зависимости

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon - j\frac{\sigma_э}{\varepsilon_0 \cdot 2\pi f_0}, \ \dot{\mu} = \mu - j\frac{\sigma_м}{\mu_0 \cdot 2\pi f_0}, \tag{20}$$

нетрудно определить искомые параметры: $\sigma_э$, ε, $\sigma_м$, μ.

Последовательность операций, позволяющих однозначно определять относительные проницаемости ε, μ и проводимости $\sigma_э$, $\sigma_м$ образцов феррито-перовскитных материалов по данным распределения электромагнитного поля в короткозамкнутом и в открытом волноводе с образцом и без образца, целесообразно выполнять в предлагаемой ниже последовательности.

Измерив с помощью зонда, перемещаемого вдоль волноводной линии, и металлического плунжера параметры:

$r_о = \dfrac{E_о^{min}}{E_о^{max}}$ – коэффициент бегущей волны открытого волновода;

$r_к = \dfrac{E_к^{min}}{E_к^{max}}$ – коэффициент бегущей волны короткозамкнутого волновода;

$\lambda_{в\,о} = \left\langle l_{о\,i}^{min} - l_{о\,i-1}^{min} \right\rangle \cdot 2$ – длину волны в открытом волноводе;

$\lambda_{в\,к} = \left\langle l_{к\,i}^{min} - l_{к\,i-1}^{min} \right\rangle \cdot 2$ – длину волны в короткозамкнутом волноводе;

$l_о = l_{кон} - l_{о\,кон}^{min}$ – удаление первого минимума от образца в открытом волноводе и $l_к = l_{кон} - l_{к\,кон}^{min}$ – удаление первого минимума от образца в короткозамкнутом волноводе, целесообразно:

– вычислить величины тангенсов фаз:

$$T_о = \mathrm{tg}2\pi\frac{l_о}{\lambda_{в\,о}}; \ T_к = \mathrm{tg}2\pi\frac{l_к}{\lambda_{в\,к}};$$

– проверить условия:

$$\xi = \frac{T_к \cdot T_о\left(1 - r_к^2\right)\left(1 - r_о^2\right)}{r_к \cdot r_о\left(1 + T_к^2\right)\left(1 + T_о^2\right)} >< -1; \ T_к >< 0;$$

– вычислить корень из отношения волновых сопротивлений

$$\sqrt{\frac{Z_к \cdot W}{W \cdot Z_о}} = a \cdot e^{-j\frac{1}{2}\rho},$$

где
$$a = \frac{\left(r_к^2 - T_к^2\right)\left(1 + r_о^2 T_о^2\right)}{\left(1 - r_к^2 T_к^2\right)\left(r_о^2 + T_о^2\right)};$$

$$\rho = \begin{cases} \operatorname{arctg}\dfrac{r_о T_к\left(1-r_к^2\right)\left(1+T_о^2\right) - r_к T_о\left(1-r_о^2\right)\left(1+T_к^2\right)}{r_о r_к\left(1+T_к^2\right)\left(1+T_о^2\right) + T_к T_о\left(1-r_к^2\right)\left(1-r_о^2\right)}, & \text{если } \xi > \text{-}1, \\ \pi + \operatorname{arctg}\dfrac{r_о T_к\left(1-r_к^2\right)\left(1+T_о^2\right) - r_к T_о\left(1-r_о^2\right)\left(1+T_к^2\right)}{r_о r_к\left(1+T_к^2\right)\left(1+T_о^2\right) + T_к T_о\left(1-r_к^2\right)\left(1-r_о^2\right)}, & \text{если } \xi < \text{-}1,\ T_к > 0, \\ -\pi + \operatorname{arctg}\dfrac{r_о T_к\left(1-r_к^2\right)\left(1+T_о^2\right) - r_к T_о\left(1-r_о^2\right)\left(1+T_к^2\right)}{r_о r_к\left(1+T_к^2\right)\left(1+T_о^2\right) + T_к T_о\left(1-r_к^2\right)\left(1-r_о^2\right)}, & \text{если } \xi < \text{-}1,\ T_к < 0. \end{cases}$$

Поясним здесь необходимость значительного усложнения операции определения фазы (в данном случае ρ) с помощью условных переходов.

Пусть имеется некоторое комплексное число

$$Z = \alpha + j\beta = \rho e^{j\varphi};\ \rho = |Z|;\ \varphi = \arg Z.$$

Область главных значений аргумента комплексного числа Z имеет вид

$$-\pi \le \arg Z = \operatorname{Arctg}\frac{\beta}{\alpha} \le \pi.$$

Область же главных значений обратной тригонометрической функции $\operatorname{arctg}\frac{\beta}{\alpha}$ равняется

$$-\frac{\pi}{2} < \arg\frac{\beta}{\alpha} < \frac{\pi}{2},$$

т.е. она у́же, чем область главных значений аргумента комплексного числа Z, который необходимо определить правильно с учетом значений α и β. Поэтому необходимо считать, что аргумент Z имеет бесконечное множество значений

$$\arg Z = \varphi = \operatorname{arctg}\frac{\beta}{\alpha} \pm k\pi;\ \ k = 0, 1, 2, \dots .$$

Причем, в случае, если α – положительно, т.е. число Z находится в I и IV квадранте, что совпадает с областью главных значений $\operatorname{arctg}\frac{\beta}{\alpha}$, то следует определять фазу в виде

$$\varphi = \operatorname{arctg}\frac{\beta}{\alpha};\quad k = 0.$$

В случае, если α – отрицательное число, т.е. Z лежит в III или II квадранте, за областью главных значений $\operatorname{arctg}\frac{\beta}{\alpha}$, то фаза должна быть определена в виде

$$\varphi = \operatorname{arctg}\frac{\beta}{\alpha} \pm \pi.$$

Это значит, что при переходе к экспоненциальной форме записи необходимо:- проверить знак α: если $\alpha > 0$, то $\varphi = \operatorname{arctg}\frac{\beta}{\alpha}$; если $\alpha < 0$, то $\varphi = \operatorname{arctg}\frac{\beta}{\alpha} \pm \pi$; и если $\alpha < 0$, то необходимо: - проверить знак β: если $\beta > 0$, то $\varphi = \pi + \operatorname{arctg}\frac{\beta}{\alpha}$; если $\beta < 0$, то $\varphi = -\pi + \operatorname{arctg}\frac{\beta}{\alpha}$.

Постоянная распространения γ_2 определяется в виде:

$$\gamma_2 = \begin{cases} \dfrac{1}{d} Arth\left(a \cdot e^{-j\frac{1}{2}\rho}\right), & \text{если } a > 1; \\ \dfrac{1}{2d} ln\dfrac{1 + a \cdot e^{-j\frac{1}{2}\rho}}{1 - a \cdot e^{-j\frac{1}{2}\rho}}, & \text{если } a < 1. \end{cases}$$

Определение составляющих: значения коэффициента затухания p и коэффициента фазы q в составе постоянной распространения γ_2 осуществляется после ее представления в виде

$$\gamma_2 = \frac{1}{4d}\ln\frac{1 + a^2 + 2a\cdot\cos\frac{1}{2}\rho}{1 + a^2 - 2a\cdot\cos\frac{1}{2}\rho} - j\frac{1}{2d}\cdot q = \frac{1}{4d}p - j\frac{1}{2d}\cdot q.$$

Для определения коэффициента фазы q, необходимо проверить условия, которые соответствуют алгоритму этого вычисления, в виде

$$\zeta = \frac{a^2 \cdot sin^2\frac{1}{2}\rho}{1 - a^2} >< 1;$$

$$\eta = \frac{a \cdot sin\frac{1}{2}\rho}{1 + a\cdot cos\frac{1}{2}\rho} >< 0;\ \ \delta = a\cdot\cos\frac{1}{2}\rho >< 1.$$

Коэффициент фазы определяется в виде:

Тогда постоянная распространения γ_2 имеет следующий вид

$$q=\begin{cases}\operatorname{arctg}\dfrac{2a\cdot sin\frac{1}{2}\rho}{1-a^2}, & \text{если } \zeta<1;\ \ \delta<1;\\ \pi+\operatorname{arctg}\dfrac{2a\cdot sin\frac{1}{2}\rho}{1-a^2}, & \text{если } \zeta>1;\ \ \eta>0;\ \ \delta<1;\\ -\pi+\operatorname{arctg}\dfrac{2a\cdot sin\frac{1}{2}\rho}{1-a^2}, & \text{если } \zeta>1;\ \ \eta<0;\ \ \delta<1;\\ \operatorname{arctg}\dfrac{2a\cdot sin\frac{1}{2}\rho}{1-a^2}, & \text{если } \zeta>1;\ \ \delta>1.\end{cases}$$

$$\gamma_2=\alpha\cdot e^{-j\beta}=\sqrt{\left(\frac{1}{4d}p\right)^2+\left(\frac{1}{2d}q\right)^2}\cdot e^{-j\operatorname{arctg}\left(2\frac{q}{P}\right)}$$

$$\alpha=\sqrt{\left(\frac{1}{4d}p\right)^2+\left(\frac{1}{2d}q\right)^2};\quad \beta=\operatorname{arctg}\left(2\cdot\frac{q}{p}\right).$$

Проверив условие

$$\xi=\frac{T_\text{к}\cdot T_\text{о}\left(1-r_\text{к}^2\right)\left(1-r_\text{о}^2\right)}{r_\text{к}\cdot r_\text{о}\left(1+T_\text{к}^2\right)\left(1+T_\text{о}^2\right)}><1,$$

определяем среднегеометрическое значение произведения $Z_k\cdot Z_0$ из выражения

$$\frac{Z_2}{W}=\sqrt{\frac{Z_\text{к}\cdot Z_\text{о}}{W^2}}=b\cdot e^{-j\frac{1}{2}g},$$

$$p=\ln\frac{1+a^2+2a\cdot\cos\rho/\ 2}{1+a^2-2a\cdot\cos\rho/2}$$

где $$b=\sqrt[4]{\frac{\left(r_\text{к}^2+T_\text{к}^2\right)\left(r_\text{о}^2+T_\text{о}^2\right)}{\left(1-r_\text{к}^2T_\text{к}^2\right)\left(1+r_\text{о}^2T_\text{о}^2\right)}};$$

$$g=\begin{cases}\operatorname{arctg}\dfrac{r_0T_\text{к}\left(1-r_\text{к}^2\right)\left(1+T_0^2\right)+r_\text{к}T_0\left(1-r_0^2\right)\left(1+T_\text{к}^2\right)}{r_0r_\text{к}\left(1+T_\text{к}^2\right)\left(1+T_0^2\right)-T_\text{к}T_0\left(1-r_\text{к}^2\right)\left(1-r_0^2\right)}, & \text{если } \xi<1,\\ \pi+\operatorname{arctg}\dfrac{r_0T_\text{к}\left(1-r_\text{к}^2\right)\left(1+T_0^2\right)+r_\text{к}T_0\left(1-r_0^2\right)\left(1+T_\text{к}^2\right)}{r_0r_\text{к}\left(1+T_\text{к}^2\right)\left(1+T_0^2\right)-T_\text{к}T_0\left(1-r_\text{к}^2\right)\left(1-r_0^2\right)}, & \text{если } \xi>1,\ T_\text{к}>0,\\ -\pi+\operatorname{arctg}\dfrac{r_0T_\text{к}\left(1-r_\text{к}^2\right)\left(1+T_0^2\right)+r_\text{к}T_0\left(1-r_0^2\right)\left(1+T_\text{к}^2\right)}{r_0r_\text{к}\left(1+T_\text{к}^2\right)\left(1+T_0^2\right)-T_\text{к}T_0\left(1-r_\text{к}^2\right)\left(1-r_0^2\right)}, & \text{если } \xi>1,\ T_\text{к}<0.\end{cases}$$

Далее целесообразно определить произведение x, равное постоянной распространения γ_2 на значение нормированного волнового сопротивления Z_2/W.

$$x=\gamma_2\frac{Z_2}{W}=b\cdot\alpha\cdot\cos\left(\frac{g}{2}+\beta\right)-j\cdot b\cdot\alpha\cdot\sin\left(\frac{g}{2}+\beta\right).$$

Определяем также обратную величину этого произведения и получаем

$$y=\frac{1}{\dfrac{\gamma_2\cdot Z_2}{W}}=\frac{1}{b\cdot\alpha}\cdot cos\left(\frac{g}{2}+\beta\right)+j\cdot\frac{1}{b\cdot\alpha}\cdot sin\left(\frac{g}{2}+\beta\right).$$

Кроме того, целесообразно определить отношение постоянной распространения к значению волнового сопротивления. При этом получаем

$$z=\frac{\gamma_2}{\dfrac{Z_2}{W}}=\frac{\alpha}{b}\cdot cos\left(\frac{g}{2}-\beta\right)+j\cdot\frac{\alpha}{b}\cdot sin\left(\frac{g}{2}-\beta\right).$$

Определив константы:

$$D=\sqrt{1-\left(\frac{\lambda_\text{о}}{\lambda_\text{кр}}\right)^2};\ C=\frac{2\pi}{\lambda_\text{о}};$$

$$E^2=\left(\frac{2\pi}{\lambda_\text{кр}}\right)^2=\left(\frac{2\pi}{2a_\text{о}}\right)^2,$$

в результате получаем искомые параметры ферритового композита:

- комплексную диэлектрическую проницаемость

$$\dot{\varepsilon}=\varepsilon-j\frac{\sigma_\text{э}}{\varepsilon_0\cdot\omega_0}=j\frac{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda_\text{о}}{\lambda_\text{кр}}\right)^2}}{\frac{2\pi}{\lambda_\text{о}}}\cdot\frac{1}{\frac{\gamma_2\cdot Z_2}{W}}\left[\left(\frac{2\pi}{\lambda_\text{кр}}\right)^2-\gamma_2^2\right]=j\frac{D}{C}\cdot E^2\cdot y-j\frac{D}{C}\cdot z;$$

- комплексную магнитную проницаемость

$$\dot{\mu}=\mu-j\frac{\sigma_\text{м}}{\mu_0\cdot\omega}=j\frac{\dfrac{\gamma_2\cdot Z_2}{W}}{\dfrac{2\pi}{\lambda_\text{о}}\sqrt{1-\left(\dfrac{\lambda_\text{о}}{\lambda_\text{кр}}\right)^2}}=-j\frac{1}{DC}\cdot x;$$

- удельную электрическую проводимость и относительную диэлектрическую проницаемость

$$\sigma_\text{э}=\varepsilon_0\cdot 2\pi f_0\cdot Im\dot{\varepsilon};$$

$$\varepsilon=Re\left\{j\frac{D}{C}\cdot E^2y-j\frac{D}{C}\cdot z\right\};$$

- магнитную проводимость и относительную магнитную проницаемость

$$\sigma_\text{м}=\mu_0\cdot 2\pi f_0\cdot Im\dot{\mu};\ \ \mu=Re\left\{-j\frac{1}{DC}\cdot x\right\}.$$

Расчеты с помощью компьютера по громоздким формулам предлагаемой методики существенно упрощают процедуру совместного измерения всех четырех электромагнитных параметров ферритовых композитов.

Результирующая погрешность оценки электромагнитных параметров образцов с помощью измерительной линии определяется следующей совокупностью частных погрешностей из-за: непостоянства связи волноводного зонда с линией; шунтирующего действия зонда; собственных отражений поля в линии; неточного определения положений и отсчета величин минимумов и максимумов в распределении поля в волноводе; ошибок расчета исходных параметров распределения поля в волноводе. Экспериментальным путем (по нашим опытным данным) установлено, что ожидаемая погрешность (среднеквадратичная ошибка) определения электромагнитных параметров типовых образцов оценивается величиной, не превышающей 7 %.

В заключение приведем пример практического применения результатов совместного измерения определяющих параметров ферритового композита,

Пусть необходимо, измеряя и корректируя параметры композитного покрытия, увеличить коэффициент преобразования электромагнитной энергии в тепловую, путём согласования волновых сопротивлений сред на границе их раздела при одновременном увеличении поглощающих свойств диэлектрической электромагнитной среды. В этом случае задача сводится к однозначному измерению и максимизации показателя *K* качества такого композита в виде [8, 9, 10]

$$K = \sigma_э \cdot \sigma_м \Big/ [(\varepsilon - \mu)^2 \cdot (\sigma_э/\varepsilon_о - \sigma_м/\mu_о)^2],$$

т.е., прежде всего, к выравниванию относительных проницаемостей и параметров проводимости, нормированных постоянными вакуума, а также к максимизации измеряемых параметров проводимости.

Выводы

1. Предлагаемые методические основы однозначного измерения электромагнитных параметров ферритовых композитов не требует сложного технологического оборудования. С помощью предлагаемых условных переходов (при расчетах после измерений характеристик распределения поля в измерительном волноводе) это позволяет оперативно, однозначно и с приемлемыми погрешностями определять и целенаправленно корректировать электромагнитные параметры композитов.

2. Компьютеризация экспериментально-расчетной методики определения электромагнитных параметров ферритовых композитов, по-видимому, позволит существенно сократить затраты времени и усилий исследователя на громоздкие расчеты. Это будет способствовать более широкому применению изложенных методических основ при решении важных для практики прикладных задач измерительной техники сверхвысоких частот.

Список использованых источников:

1. S. Roberts, A. Hippel, Phys. Rer.*,* 57, 1056 (1940); J. Appl. Phis.*,* 17, 610 (1946).
2. А. Хиппель. Диэлектрики и волны. Пер. с англ. Под ред. проф. Н.Г. Дроздова. – М.: Изд-во иностранной литературы, – 1960. – 417 с.
3. Дж.К. Саусворт. Принципы и применения волноводной передачи. Пер. с англ. Под ред. В.И. Сушкевича. – М.: Сов.радио, – 1955. – 700 с.
4. Валитов Р.А., Сретенский В.Н. Радиотехнические измерения. Методы и техника измерений в диапазоне от длинных до оптических волн –М.: Сов. Радио – 1970. – 712 с.
5. Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Наука, – 1989. – 543 с.
6. Беспятых Ю.И., Тарасенко В.В., Харитонов В.Д. Эффективная диэлектрическая и магнитная проницаемости ансамбля ферромагнитных частиц // Радиотехника и электроника. – 1988. – Т. 33, вып. 4. – С. 872.
7. Завьялов А.С., Дунаевский Г.Е. Измерение параметров материалов на сверхвысоких частотах. – Томск.: Изд. Томского ун-та. – 1985. – 203 с.
8. Демьянчук Б.А. Принципы и применения микроволнового нагрева: Монография. - Одесса: Черноморье. – 2004. – 520 с.
9. Демьянчук Б.А. Основы технологии согласования волновых сопротивлений на границе раздела воздуха и ферромагнитной среды // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.– 2004. – №5. – С. 19-22.
10. Демьянчук Б.А., Полищук В.Е. Синтез ферромагнитных оксидов-наполнителей радиоматериалов // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2007. – № 5 (71). – С. 61-64.

Рецензент: д.т.н., доцент Скачков В.В., Одеська державна академія технічного регулювання та якості, Одеса