

УДК 621.372.8

В.В. Саламатин, канд. техн. наук, доцент,

Г.В. Лемешко, аспирант

Севастопольский национальный технический университет

ул. Университетская 33, г. Севастополь, Украина, 99053

E-mail: rt-sevntu@mail.ru

АНАЛИЗ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛНОВОДНОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ МАТЕРИАЛОВ

Представлены результаты анализа метрологических характеристик волноводного измерителя электромагнитных параметров материалов на основе короткозамкнутого отрезка волновода. Рассмотрено влияние условий измерения на точность определения параметров исследуемого вещества и предложены пути её повышения.

Определение электромагнитных параметров веществ необходимо для решения широкого круга прикладных задач. Исследование новых материалов и идентификация существующих, определение фальсифицированной продукции, разработка элементов трактов СВЧ систем требует знания электромагнитных параметров применяемых материалов. Повышение точности измерения электромагнитных параметров веществ является важной задачей.

В настоящее время нашли широкое применение волноводные и резонаторные методы измерения электромагнитных параметров. Для резонаторных методов [1] определения диэлектрической проницаемости точность измерения зависит от величины потерь в диэлектрике. При $tg\delta > 0,1$ снижается точность определения резонансной частоты и, соответственно, диэлектрической проницаемости. При волноводном методе образец исследуемого материала, расположенный в отрезке волновода, выполнен в виде плоско-параллельной пластины. Отрезок волновода нагружен согласованной нагрузкой. Для определения электромагнитных параметров жидких и сыпучих материалов представляет интерес короткозамкнутый отрезок волновода.

Целью данной статьи является определение путей повышения точности измерения электромагнитных параметров материала волноводного двухполюсника. Для этого получим соотношения между комплексным коэффициентом отражения (ККО) волноводного двухполюсника и электромагнитными параметрами материала, заполняющего этот двухполюсник.

Для определения ККО $\Gamma_n^{\text{к}}$ плоско-параллельной пластины, расположенной в волноводе, нагруженном образцовой нагрузкой $\Gamma_n^{\text{к}} = \Gamma_n \cdot e^{i\varphi_n}$ (частный случай — короткозамыкатель), зависящего от комплексной диэлектрической проницаемости материала $\epsilon_n = \epsilon\epsilon_0(1 - i \cdot tg\delta)$ пластины, составим и решим ориентированный граф.

На ориентированном графе, изображённом на рисунке 1, а, введены обозначения: $E_1^{\text{к}}$, $E_1^{\text{с}}$ — нормированные амплитуды сходящейся и расходящейся волн; $S_{11}^{\text{к}}$, $S_{21}^{\text{к}}$, $S_{12}^{\text{к}}$, $S_{22}^{\text{к}}$ — комплексные элементы матрицы рассеяния плоско-параллельной пластины; Γ_n , φ_n — модуль и аргумент ККО образцовой нагрузки; ψ_n — фазовый сдвиг отрезка волновода, расположенного между пластиной и нагрузкой.

Используя "правило некасающегося контура", определяем коэффициент отражения от пластины $\Gamma_n^{\text{к}} = E_1^{\text{к}} / E_1^{\text{с}}$:

$$\Gamma_n^{\text{к}} = S_{11}^{\text{к}} + \frac{S_{21}^{\text{к}} S_{12}^{\text{к}} \Gamma_n e^{i(\varphi_n + 2\psi_n)}}{1 - S_{22}^{\text{к}} \Gamma_n e^{i(\varphi_n + 2\psi_n)}}. \quad (1)$$

Для нагрузки, представляющей собой короткозамыкающую пластину, при условии $\psi_n = 0$ и $S_{11}^{\text{к}} = S_{22}^{\text{к}}$, $S_{21}^{\text{к}} = S_{12}^{\text{к}}$, получаем:

$$\Gamma_n^{\text{к}} = S_{11}^{\text{к}} - \frac{S_{21}^{\text{к}^2}}{1 - S_{11}^{\text{к}}}. \quad (2)$$

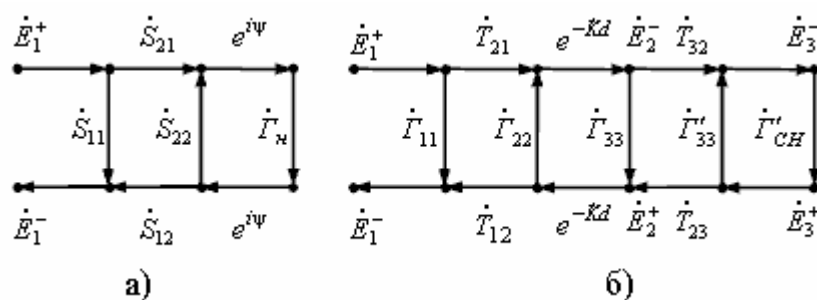


Рисунок 1 — Плоскопараллельная пластина в волноводе:
а) ориентированный граф; б) распространение волн в пластине

Найдём комплексные элементы матрицы рассеяния плоско-параллельной пластины. Представим поле в прямоугольном волноводе суперпозицией плоских однородных волн, называемых парциальными, многократно отраженных от его граничных поверхностей. На плоскопараллельную пластину (образец материала) толщиной d , размещенную в прямоугольном волноводе с волной H_{10} , нагруженном согласованной нагрузкой СН, под углом Θ_{Z1} падает перпендикулярно поляризованная плоская волна.

Коэффициент отражения СН полагаем равным нулю ($R_{CH} = 0$). Три среды, характеризующиеся волновыми сопротивлениями $\mathcal{Z}_n$, ($n=1, 2, 3$), разделены (рисунок 1, б). Средами 1 и 3 является воздух, так что $\mathcal{Z}_1 = \mathcal{Z}_3 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$, где μ_0 и ϵ_0 — абсолютные магнитные и диэлектрические проницаемости воздуха. На ориентированном графе (рисунок 1, б) введены следующие обозначения: $\mathcal{E}_1^{\rightarrow}$, $\mathcal{E}_1^{\leftarrow}$, $\mathcal{E}_2^{\rightarrow}$, $\mathcal{E}_2^{\leftarrow}$, $\mathcal{E}_3^{\rightarrow}$, $\mathcal{E}_3^{\leftarrow}$ — нормированные амплитуды сходящихся и расходящихся волн; $\mathcal{R}_{11}$ и $\mathcal{R}_{33}$ — ККО от граничных плоскостей раздела сред 1—2 и 2—3 при распространении падающей волны слева направо; $\mathcal{R}_{22}$ и $\mathcal{R}_{33}$ — справа налево; $\mathcal{R}_{21}$, $\mathcal{R}_{32}$ и $\mathcal{R}_{12}$, $\mathcal{R}_{23}$ — ККП границ раздела сред 1—2 и 2—3 при распространении волны в прямом и обратном направлениях; $e^{-\kappa d}$ — коэффициент передачи волны в среде 2.

Используя "правило некасающегося контура", определяем коэффициент отражения от пластины $\mathcal{R} = \mathcal{S}_{11} = \mathcal{E}_1^{\leftarrow} / \mathcal{E}_1^{\rightarrow}$ и коэффициент передачи пластины $\mathcal{T} = \mathcal{S}_{21} = \mathcal{E}_3^{\rightarrow} / \mathcal{E}_1^{\rightarrow}$. При этом учитываем, что $\mathcal{R}_3^{\rightarrow} = \mathcal{R}_3^{\leftarrow} = 0$, и следовательно, $\mathcal{R}_{33} = \mathcal{R}_{23} = 0$. Коэффициенты $\mathcal{R}$ и $\mathcal{T}$ определяются соотношениями:

$$\mathcal{S}_{11} = \mathcal{R}_{11} + \frac{\mathcal{R}_{21}\mathcal{R}_{12}e^{-2\kappa d}\mathcal{R}_{33}}{1 - \mathcal{R}_{22}\mathcal{R}_{33}e^{-2\kappa d}}, \quad (3)$$

$$\mathcal{S}_{21} = \frac{\mathcal{R}_{21}\mathcal{R}_{32}e^{-\kappa d}}{1 - \mathcal{R}_{22}\mathcal{R}_{33}e^{-2\kappa d}}. \quad (4)$$

Здесь $\kappa = i\omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}\sqrt{\epsilon\mu} = \frac{i \cdot 2\pi}{\lambda}\sqrt{(\epsilon' - i\epsilon'')(\mu' - i\mu'')}$; λ — длина волны в свободном пространстве.

Коэффициенты отражения $\mathcal{R}_{ii}$ ($i = 1, 2, 3$) и коэффициенты передачи $\mathcal{T}_{ij}$ ($j = 1, 2, 3$) определяются формулами Френеля для перпендикулярно поляризованной плоской волны [2].

Подставляя выражения для $\mathcal{R}_{ii}$ и $\mathcal{T}_{ij}$ в (3) и (4) и проведя ряд преобразований, получаем

$$\mathcal{S}_{11} = \frac{\left[\left(1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2 \right) \cdot \frac{\mu' - i\mu''}{\epsilon' - i\epsilon''} - \frac{(\epsilon' - i\epsilon'')(\mu' - i\mu'') - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2}{(\epsilon' - i\epsilon'')(\mu' - i\mu'')} \right] \cdot sh \left(\frac{i2\pi d}{\lambda} \sqrt{(\epsilon' - i\epsilon'')(\mu' - i\mu'')} \right)}{N}, \quad (5)$$

$$\mathcal{S}_{21} = \frac{2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2} \sqrt{\frac{\mu' - i\mu''}{\epsilon' - i\epsilon''}} \cdot \sqrt{\frac{(\epsilon' - i\epsilon'')(\mu' - i\mu'') - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2}{(\epsilon' - i\epsilon'')(\mu' - i\mu'')}}}{N}, \quad (6)$$

где

$$N = \left[\frac{(\epsilon' - i\epsilon'')(\mu' - i\mu'') - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2}{(\epsilon' - i\epsilon'')(\mu' - i\mu'')} + \left(1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2 \right) \cdot \frac{\mu' - i\mu''}{\epsilon' - i\epsilon''} \right] sh \left(\frac{i2\pi d}{\lambda} \sqrt{(\epsilon' - i\epsilon'')(\mu' - i\mu'')} \right) + 2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2} \sqrt{\frac{\mu' - i\mu''}{\epsilon' - i\epsilon''}} \sqrt{\frac{(\epsilon' - i\epsilon'')(\mu' - i\mu'') - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2}{(\epsilon' - i\epsilon'')(\mu' - i\mu'')}} ch \left(\frac{i2\pi d}{\lambda} \sqrt{(\epsilon' - i\epsilon'')(\mu' - i\mu'')} \right).$$

Для случая образца из диэлектрика с потерями, т.е. $\mathcal{E} = \epsilon' - i\epsilon''$, $\mu' = 1$, $\mu'' = 0$, выражения (5) и (6) приобретают вид:

$$S_{11}^{\&} = \frac{\left[\frac{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}{\varepsilon' - i\varepsilon''} - \frac{\varepsilon' - i\varepsilon'' - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}{\varepsilon' - i\varepsilon''} \right] \cdot \frac{1}{2} \left[\left(e^{K_{\alpha}d} - e^{-K_{\alpha}d} \right) \cos(K_{\beta}d) + i \left(e^{K_{\alpha}d} + e^{-K_{\alpha}d} \right) \sin(K_{\beta}d) \right]}{N}, \quad (7)$$

$$S_{21}^{\&} = \frac{2 \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}{\varepsilon' - i\varepsilon''}} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon' - i\varepsilon'' - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}{\varepsilon' - i\varepsilon''}}}{N}, \quad (8)$$

где

$$N = \left[\frac{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}{\varepsilon' - i\varepsilon''} - \frac{\varepsilon' - i\varepsilon'' - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}{\varepsilon' - i\varepsilon''} \right] \cdot \frac{1}{2} \left[\left(e^{K_{\alpha}d} - e^{-K_{\alpha}d} \right) \cos(K_{\beta}d) + i \left(e^{K_{\alpha}d} + e^{-K_{\alpha}d} \right) \sin(K_{\beta}d) \right] + \\ + \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}{\varepsilon' - i\varepsilon''}} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon' - i\varepsilon'' - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}{\varepsilon' - i\varepsilon''}} \cdot \left[\left(e^{K_{\alpha}d} + e^{-K_{\alpha}d} \right) \cos(K_{\beta}d) + i \left(e^{K_{\alpha}d} - e^{-K_{\alpha}d} \right) \sin(K_{\beta}d) \right].$$

Коэффициент распространения $\mathbf{K}^{\&} = i\omega\sqrt{\varepsilon_a\mu_a}$ представлен в виде $\mathbf{K}^{\&} = K_{\alpha} + iK_{\beta}$, где $K_{\alpha} = \text{Re } \mathbf{K}^{\&}$ — коэффициент затухания волны в среде; $K_{\beta} = \text{Im } \mathbf{K}^{\&}$ — коэффициент фазы волны в среде.

Подставляя (7), (8) в (2) и проделав ряд преобразований, получаем выражения для модуля и аргумента ККО:

$$\Gamma = \frac{\sqrt{4 \cdot [\varepsilon \cdot (B_1 + B_2) + B_3]^2 + [2 \cdot \varepsilon \cdot (B_4 + B_5) + B_6 - B_7]^2}}{\sqrt{[B_8]^2 + [B_9]^2}}, \quad (9)$$

$$\varphi = \arctg \frac{2 \cdot (\varepsilon \cdot [B_1 + B_2] + B_3)}{2 \cdot \varepsilon \cdot (B_4 + B_5) + B_6 - B_7} - \arctg \frac{B_8}{B_9}. \quad (10)$$

Вспомогательные величины равны:

$$B_1 = N \cdot (tg\delta \cdot A_1 \cdot (2 \cdot \varepsilon - 1) + A_2 \cdot (1 - \varepsilon)),$$

$$B_2 = tg\delta \cdot \left((1 - \varepsilon)(A_1^2 - A_2^2) + 8 \cdot \left(1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2 \right) \right),$$

$$B_3 = A_1 A_2 \left((1 - \varepsilon)^2 - \varepsilon^2 tg^2 \delta \right),$$

$$B_4 = A_1 \cdot (1 - \varepsilon) \cdot (N - 2 \cdot tg\delta \cdot A_2),$$

$$B_5 = N \cdot tg\delta \cdot (A_2 + \varepsilon \cdot tg\delta \cdot (A_1 - 2A_2)),$$

$$B_6 = (A_1^2 - A_2^2) \cdot \left((1 - \varepsilon)^2 - \varepsilon^2 tg^2 \delta \right),$$

$$B_7 = 16 \left(1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2 \right) \left(\varepsilon - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2 \right),$$

$$B_8 = A_2 \cdot \left(1 - \varepsilon \cdot (1 - tg^2 \delta) \right) - tg\delta (A_1 (1 - 2\varepsilon) - 4N\varepsilon),$$

$$B_9 = (1 - tg^2 \delta) \varepsilon (2N - A_1) + A_1 + A_2 tg\delta (1 - 2\varepsilon),$$

$$A_1 = \left(e^{k_{\alpha}d} - e^{-k_{\alpha}d} \right) \cdot \cos(k_{\beta}d), \quad A_2 = \left(e^{k_{\alpha}d} + e^{-k_{\alpha}d} \right) \cdot \sin(k_{\beta}d),$$

$$k_{\alpha}d = \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon}}{\lambda} \sqrt{1 + tg^2 \delta} \sin \frac{\delta}{2}, \quad k_{\beta}d = \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon}}{\lambda} \sqrt{1 + tg^2 \delta} \cos \frac{\delta}{2}.$$

Для определения относительной диэлектрической проницаемости ε' и тангенса угла потерь $tg\delta$ может быть использована система уравнений (9), (10) или (2), (7), (8).

Относительная погрешность измерения модуля $\delta\Gamma$ и погрешность измерения аргумента $\delta\varphi$ ККО связаны с относительными погрешностями $\delta\varepsilon'$, $\delta tg\delta$ и δd соотношениями:

$$\delta \Gamma = \sqrt{\left(\frac{\partial \Gamma}{\partial \epsilon'} \cdot \epsilon' \cdot \delta \epsilon'\right)^2 + \left(\frac{\partial \Gamma}{\partial \operatorname{tg} \delta} \cdot \operatorname{tg} \delta \cdot \delta \operatorname{tg} \delta\right)^2 + \left(\frac{\partial \Gamma}{\partial d} \cdot d \cdot \delta d\right)^2}, \quad (11)$$

$$\Delta \varphi = \sqrt{\left(\frac{\partial \varphi}{\partial \epsilon'} \cdot \epsilon' \cdot \delta \epsilon'\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \operatorname{tg} \delta} \cdot \operatorname{tg} \delta \cdot \delta \operatorname{tg} \delta\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial d} \cdot d \cdot \delta d\right)^2}. \quad (12)$$

Оценим влияние каждого слагаемого в выражениях (11) и (12) на результирующую погрешность измерения ϵ' и $\operatorname{tg} \delta$. Для этого проанализируем зависимости весовых коэффициентов $\frac{\partial \Gamma}{\partial \epsilon'}$, $\frac{\partial \Gamma}{\partial \operatorname{tg} \delta}$, $\frac{\partial \Gamma}{\partial d}$, $\frac{\partial \varphi}{\partial \epsilon'}$, $\frac{\partial \varphi}{\partial \operatorname{tg} \delta}$, $\frac{\partial \varphi}{\partial d}$ от ϵ' , $\operatorname{tg} \delta$ и d , показанные на рисунке 2.

Для того, чтобы погрешность измерения ϵ' и $\operatorname{tg} \delta$ были соизмеримы или меньше погрешности измерения модуля Γ и аргумента φ ККО, исследуемые весовые коэффициенты должны быть больше или равны единице. Для удобства толщину образца заменяем безразмерной относительной величиной d/λ .

На рисунках 2, а, б показана зависимость коэффициентов $\frac{\partial \Gamma}{\partial \epsilon'}$ и $\frac{\partial \varphi}{\partial \epsilon'}$ от ϵ' при различных $\operatorname{tg} \delta$ и d/λ . Характеристика имеет выраженные экстремумы. При толщине исследуемого образца меньше $\lambda/4$ их величина менее 0,1 и практически не зависит от $\operatorname{tg} \delta$. При толщине исследуемого образца больше $\lambda/4$ появляется зависимость от $\operatorname{tg} \delta$ и значения в экстремальных точках достаточны для практического применения.

На рисунках 2, в, г показана зависимость коэффициентов $\frac{\partial \Gamma}{\partial \operatorname{tg} \delta}$ и $\frac{\partial \varphi}{\partial \operatorname{tg} \delta}$ от $\operatorname{tg} \delta$ при различных ϵ' и d/λ . Характеристики имеют один низкодобротный экстремум при толщине образца больше $\lambda/4$. Видно, что наименьшая погрешность при измерении материалов с $\operatorname{tg} \delta < 0,1$. При $\operatorname{tg} \delta > 0,1$ $\frac{\partial \Gamma}{\partial \operatorname{tg} \delta}$ и $\frac{\partial \varphi}{\partial \operatorname{tg} \delta}$ взаимно компенсируются.

На рисунках 2, д, е показана зависимость коэффициентов $\frac{\partial \Gamma}{\partial d}$ и $\frac{\partial \varphi}{\partial d}$ от отношения d/λ при различных ϵ' и $\operatorname{tg} \delta$. Характеристики имеют выраженный резонансный характер. Величина коэффициентов достигает нескольких тысяч, за исключением резонансных частот. Таким образом, погрешностью измерения толщины образца и установки частоты на практике можно пренебречь (если измерения не проводятся на резонансных частотах).

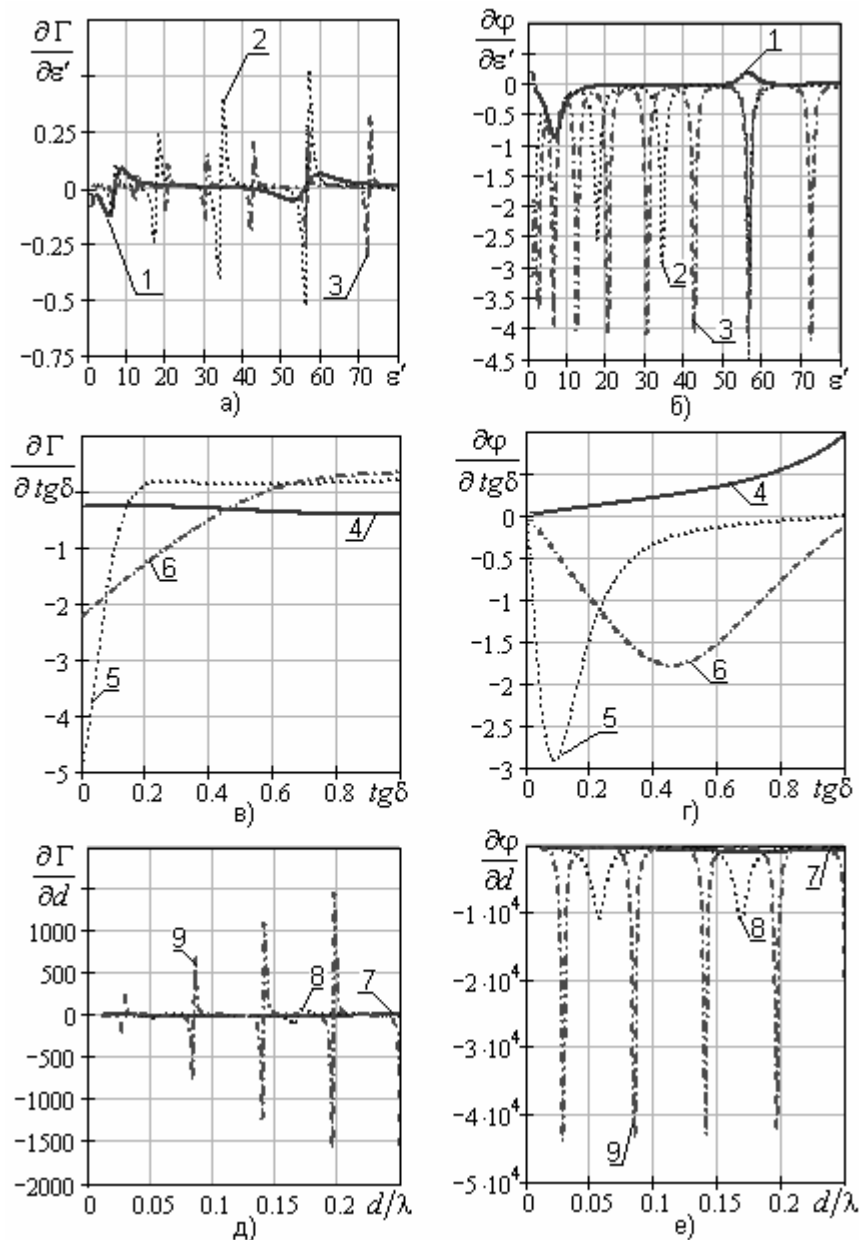


Рисунок 2 — Графики коэффициентов $\partial \Gamma / \partial \epsilon'$, $\partial \Gamma / \partial \operatorname{tg} \delta$, $\partial \Gamma / \partial d$, $\partial \phi / \partial \epsilon'$, $\partial \phi / \partial \operatorname{tg} \delta$, $\partial \phi / \partial d$ при условиях: 1 — $\operatorname{tg} \delta = 0,1$, $d/\lambda = 0,1$; 2 — $\operatorname{tg} \delta = 0,01$, $d/\lambda = 0,3$; 3 — $\operatorname{tg} \delta = 0,001$, $d/\lambda = 0,5$;
4 — $\epsilon' = 2$, $d/\lambda = 0,1$; 5 — $\epsilon' = 20$, $d/\lambda = 0,3$; 6 — $\epsilon' = 2$, $d/\lambda = 0,3$;
7 — $\epsilon' = 2$, $\operatorname{tg} \delta = 0,001$; 8 — $\epsilon' = 20$, $\operatorname{tg} \delta = 0,001$; 9 — $\epsilon' = 80$, $\operatorname{tg} \delta = 0,001$

Для повышения точности измерения электромагнитных параметров материалов предлагается следующий алгоритм: при первом измерении параметров неизвестного образца определяются ϵ' и $\operatorname{tg} \delta$ («начальные условия»), далее по графикам, аналогичным приведённым на рисунке 2, проводится коррекция частоты измерения и/или толщины образца. Затем проводятся повторные измерения.

В качестве измерителя ККО предлагается использовать измеритель на основе четырёхдетекторного волноводно-щелевого преобразователя [3], позволяющего измерять модуль и аргумент с погрешностями $\pm 1\%$ и $\pm 1^\circ$ соответственно.

При $\epsilon' = 80$, $\operatorname{tg} \delta = 0,1$, частоте измерения 10 ГГц, относительной толщине $d/\lambda = 0,26$, погрешности измерения модуля $\delta \Gamma = 0,01$ и аргумента ККО $\Delta \phi = 1^\circ$ получаем относительную погрешность измерения относительной диэлектрической проницаемости $\delta \epsilon = 0,95\%$, а относительную погрешность измерения тангенса угла потерь $\delta \operatorname{tg} \delta = 1,4\%$.

Проведённый анализ показывает достоинства и недостатки применения короткозамкнутого отрезка волновода для измерения электромагнитных параметров материалов. Основные достоинства — простота

конструкции, возможность измерения электромагнитных параметров жидких и сыпучих веществ. Основным недостатком — снижение точности измерения при толщине материала меньше $\lambda/4$, что не является критичным при измерении параметров жидкостей. Применение теории парциальных волн при анализе элементов матрицы рассеяния плоскопараллельной пластины, итерационные измерения по описанному выше алгоритму и использование измерителя ККО на основе четырёхдетекторного волноводно-щелевого преобразователя позволяет проводить измерения электромагнитных параметров веществ с точностью не хуже 2 %.

Направлениями дальнейших исследований в данной области является увеличения диапазона измеряемых относительных диэлектрических проницаемостей и тангенсов угла потерь для образцов материалов с толщиной меньше $\lambda/4$ и применение данного метода для определения фальсифицированных виноматериалов.

Библиографический список

1. Бухаров С.В. Измерение диэлектрической проницаемости веществ методом частично заполненного резонатора / С.В. Бухаров // СВЧ техника и телекоммуникационные технологии: матер. 14-ой междунар. науч.—техн. конф. КрыМиКо. — Севастополь, 13 — 17 сентября 2004 г. — Севастополь: Вебер, 2004. — С. 678 — 679.

2. Саламатин В.В. Измерение комплексных параметров материала плоскопараллельной пластины, расположенной в волноводе / В.В. Саламатин, Г.А. Лукьянчук, Г.В. Лемешко // 36. наук. пр. Севастопольского військово-морського ін-ту ім. П.С. Нахімова. — 2006. — Вип. 1(9). — С. 145 — 151.

3. Саламатин В.В. Синтез и анализ широкополосного малогабаритного СВЧ преобразователя и измерителя коэффициента отражения на его основе / В.В. Саламатин, И.Л. Афонин, В.И. Лашенко // Изв. Вузов. Сер. Радиоэлектроника. — 2002. — Т. 45. — № 6. — С. 35 — 42.

Поступила в редакцию 4.04.2008 г.