

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ КОМПЛЕКСА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ

Н.П. Федоров, П.А. Федюнин, Д.А. Дмитриев, С.Р. Каберов

Тамбовский военный авиационный инженерный институт

Представлена членом редколлегии профессором С.В. Мищенко

Ключевые слова и фразы: волновое сопротивление; диэлектрическая проницаемость; магнитная проницаемость; неразрушающий контроль; поверхностная волна.

Аннотация: Представлены перспективные методы неразрушающего контроля и реализующие их алгоритмы измерения комплекса параметров поглощающих и неотражающих покрытий летательных аппаратов.

Цель работы: рассмотреть перспективы предложенных и апробированных высокоинформативных методов поверхностных волн, суть которых заключается в информативном сканировании результатов взаимодействия поверхностных медленных волн (бегущих или смешанных) с двухслойной структурой, например, «магнитодиэлектрик – металл».

Задача: определить комплекс электрофизических и теплофизических параметров магнитодиэлектрических покрытий, в частности, радиопоглощающих, лакокрасочных покрытий и др.

Решение задачи базируется на решении системы трансцендентных характеристических уравнений измеряемого коэффициента затухания α от параметров анализируемого слоя, как результат взаимодействия специально организованных синфазными апертурными системами поверхностных волн с магнитодиэлектрическими покрытиями путем возбуждения в слое разных E и H мод (многочастотных) как латентных, так и не латентных (под латентностью понимается степень локализации поля поверхностной медленной волны вблизи слоя покрытия).

Рассмотрим основные методы измерения электрофизических и теплофизических параметров покрытий.

На рис. 1, *а* представлена графическая интерпретация решения характеристических уравнений для измерения электрофизических параметров поверхностными E и H модами. На рис. 1, *б, в* показаны зависимости коэффициента затухания $\alpha_{E,H}$ для разных мод, начиная с основной моды $E1$, $E2$, $H1$ и т.д. от длины волны λ , возбуждаемой в слое и зависимости фазового аргумента $\beta_{E,H}b$ (b – локальная толщина слоя), из которых видны границы частотного диапазона существования одно-, двух- и многомодовых режимов. Например, при $\lambda_{кр,H1}$ мода $E1$ – латентна, а мода $H1$ – не латентна.

Самым простым из предложенных является метод определения диэлектрической проницаемости (действительной ее части) ϵ' и толщины b защитного покрытия [1].

Метод 1. При двух длинах волн меньше λ_{\max} (рис. 1 а – в) $\lambda_{Г1} < \lambda_{Г2}$ в зоне первой моды $E1$, так что $|\lambda_{Г1} - \lambda_{Г2}| \ll \lambda_{Г1,2}$ при $\beta_{E1}b \ll \frac{\pi}{2}$ (где b – толщина покрытия), определяются α_1 и α_2 , затем величины ϵ и b по $\alpha_1, \alpha_2, \lambda_1, \lambda_2$. Ме-

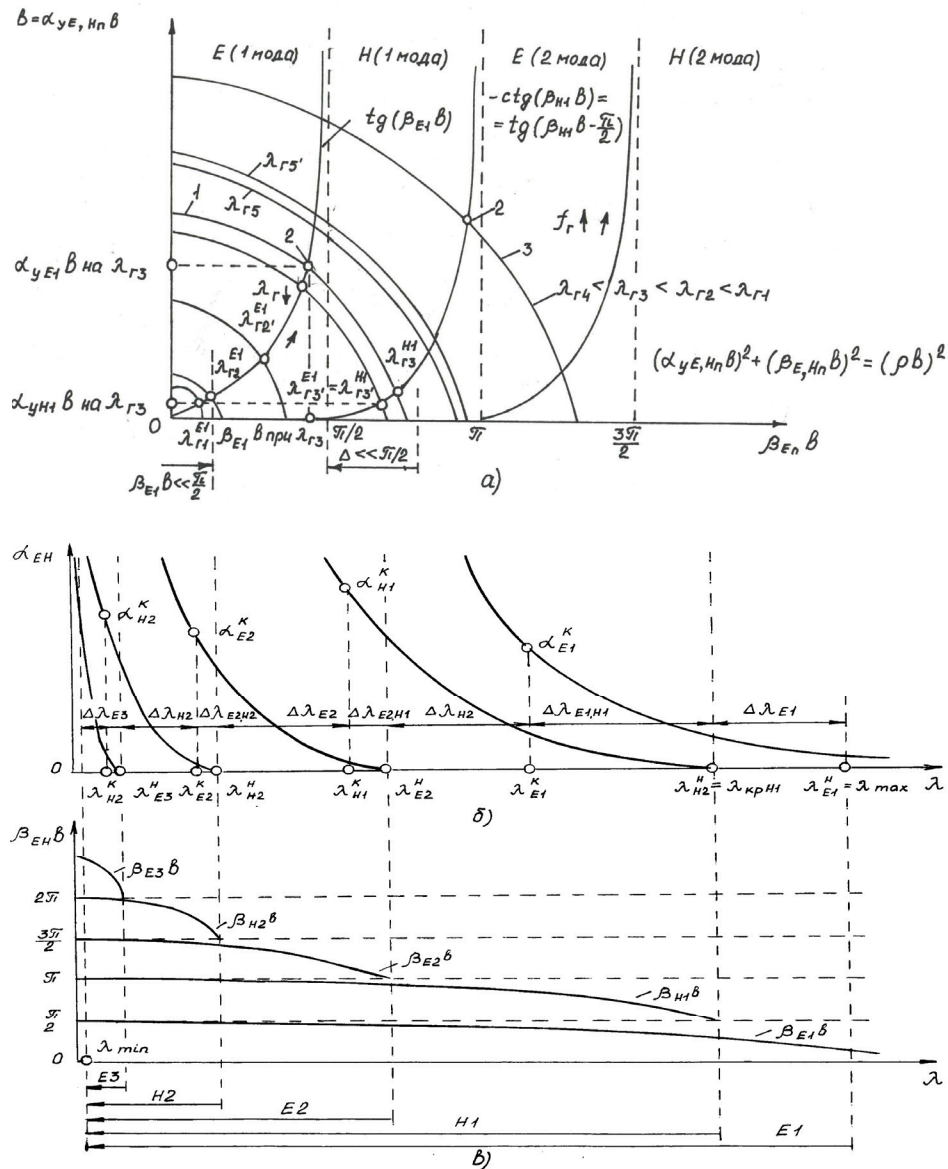


Рис. 1 а) графическая интерпретация решения характеристических уравнений для измерения электрофизических параметров поверхностными E и H модами; 1 – окружность при постоянной длине волны – существуют 2 моды ($E1$ и $H1$); $\lambda \frac{E1}{Г3'} = \lambda \frac{H1}{Г3'}$; 2 – точки решения, дающие значения $\alpha_{yE,Hn}b$ и $\beta_{yE,Hn}b$; 3 – окружность для постоянной длины волны – существуют 3 моды ($E1, H1, E2$); б) зависимости коэффициента затухания $\alpha_{E,H}$ от длины волны λ , возбуждаемой в слое; в) зависимости фазового аргумента $\beta_{E,H}b$ от длины волны λ , возбуждаемой в слое

год можно рассматривать как способ определения b с отстройкой от ε' . Основным достоинством метода является возможность быстрого сканирования распределения толщины $b(x, z)$ на больших площадях покрытий с отстройкой от зазора и от изменения величин ε' .

Метод 2. Комплексный метод неразрушающего определения ε' , μ' , b , Z_b – волнового сопротивления и объемной теплоемкости C жидких (твердеющих) или твердых магнитоэлектрических покрытий на металлической поверхности.

1. На $\lambda_{Г1}$ возбуждается мода $E1$ при условии $0 < \beta_{E1}b \ll \pi/2$.

2. Измеряется $\alpha_{yE1} = \alpha_1(\varepsilon', \mu', b)$.

3. На разных длинах волн $\lambda_{Г2} < \lambda_{Г1}$, но близких $\lambda_{Г2} \approx \lambda_{Г1}$ возбуждается мода $E1$ при условии $0 < \beta_{E1}b \ll \pi/2$. Выбор $\lambda_{Г1}$ и $\lambda_{Г2}$ осуществляется из условия, когда $\beta_{E1,2}b$ такое, что погрешность аппроксимации моды меньше заданной, т.е. λ_1 и λ_2 должны быть как можно больше.

4. Измеряется $\alpha_{yE1} = \alpha_2(\varepsilon', \mu', b)$, а также определяется объемная теплоемкость C . Для этого дополнительно используется измеритель/преобразователь измерения величины α и инфракрасного (ИК) объемного теплопоглощения (ИК объемной теплоемкости $C_{ИК}$).

Схемная реализация устройства по данному методу приведена на рис. 2. При заданных координатах X_i и Z_i в момент времени t_0 излучается микросекундный импульс ИК-излучения. Измеряется отраженный тепловой импульс в приемник $P_{отр. ИК}$. В момент времени $t_0 + \Delta t$ измеряется отношение мощности падающей $P_{пад. ИК}$ и отраженной $P_{отр. ИК}$ волн, и по их среднему значению определяется объемная теплоемкость $C_{ИК}$.

5. На длине волны $\lambda_{Г3}$ ($\lambda_{Г3} \in \Delta\lambda_{E1H1}$) возбуждаются моды $E1$ и $H1$. Длина волны $\lambda_{Г3}$ выбирается так, чтобы мода $E1$ была латентной, т.е. $\alpha_2 = \alpha_{yE1}$ много больше $\alpha_3 = \alpha_{yH1}$ для моды $H1$, а также $\pi/2 < \beta_{H1}b \leq \pi/2 + \Delta$. При этом λ_3 должна обеспечивать выполнение неравенства

$$\lambda_3 > \lambda_{H1}^H + \Delta\lambda_{HE1} = \lambda_{E1}^K. \quad (1)$$

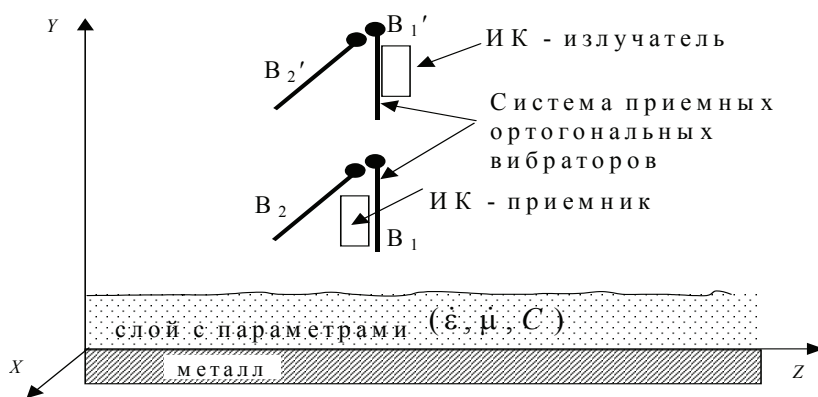


Рис. 2 Схемная реализация устройства определения объемной теплоемкости C

6. Измеряется величина $\alpha_3 = \alpha_3(\varepsilon', \mu', b)$ для $H1$ вибраторами на таком расстоянии от b , чтобы поле $E1$ на длине волны $\lambda_{Г3}$ практически было равно нулю (латентность моды $E1$). Выбор λ_1, λ_2 и λ_3 , т.е. их отношения, производится только по компьютерной модели.

Анализ рис. 1, ν показывает, что невозможно измерение ε, μ, β для моды $E1$, на трех длинах волн $\lambda_{1,2,3}$, так как система переопределена. В этом случае возможно определить величину α_E только для двух длин волн $\lambda_{1,2}$ по упрощенному методу:

$$\alpha_E = \frac{\varepsilon'}{2b} \left[\sqrt{1 + 4(\varepsilon'\mu' - 1) \left[\frac{2\pi b}{\lambda_{Г\varepsilon'}} \right]^2} - 1 \right]. \quad (2)$$

Для связи μ' и b надо определить на длине волны $\lambda_{H1(3)}$ величину

$$\begin{aligned} \alpha_{H1(3)} &= \frac{2\pi}{\lambda_{H1(3)}\mu'} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_{H1(3)}\lambda_{H1(3)}}{2\pi} \right)^2} (-\text{ctg}\beta_{H1(3)}b) \approx \\ &\approx \left| \beta_{H1(3)}b \geq \frac{\pi}{2} \right| \approx \frac{\beta_{H1(3)}}{\mu} \left(\beta_{H1(3)}b - \frac{\pi}{2} \right). \end{aligned}$$

Аналитическое решение системы трансцендентных характеристических уравнений зависимости коэффициента затухания α от параметров анализируемого слоя по пп. 2, 4 и 6 при условии, что параметр

$$\beta_E = \frac{2\pi}{\lambda_{Гi}} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left(\frac{\alpha_i \lambda_{Гi}}{2\pi} \right)^2} \ll 1, \quad i = \overline{1, 2} \quad (3)$$

записывается в виде системы уравнений:

$$\begin{cases} \varepsilon'\mu' = 1 + \frac{\alpha_1\alpha_2\lambda_1\lambda_2(\alpha_1 - \alpha_2)}{4\pi^2(\alpha_2\lambda_1^2 - \alpha_1\lambda_2^2)}; \\ \frac{b}{\varepsilon'} = \frac{\alpha_1\lambda_1^2}{4\pi^2(\varepsilon\mu - 1) - \alpha_1^2\lambda_1^2}; \\ \mu' = \beta_3 / \alpha_3 \left(\beta_3 b - \frac{\pi}{2} \right). \end{cases} \quad (4)$$

Таким образом:

$$\begin{cases} k_1 = \varepsilon'\mu'; \\ k_2 = \frac{b}{\varepsilon'}; \\ \mu' = k_3 b - k_4, \end{cases} \quad (5)$$

где $(k_1, \dots, k_4) = \text{const}$ – коэффициенты пропорциональности.

Решение системы уравнений (4) или системы (5), дает локализованные величины ε', μ', b и нормированную величину фазовой скорости $V_\phi = (\varepsilon'\mu')^{-1/2}$.

Метод 3. На длинах волн $\lambda_{Г3}$ и $\lambda_{Г3'}$ возбуждается мода $E1$ так, чтобы $\beta_{E1}b \rightarrow \pi/2$. При этом на $\lambda_{Г3'}$ возбуждается и мода $H1$, но так, чтобы $\beta_{H1}b \leq \pi/2 + \Delta$ (см. рис. 1, а). В случае затухания α_1 и α_2 для $E1$ достаточно велики и измеряются вблизи b , а затухание для $H1$ мало и им можно пренебречь. Далее определяется α_3 для моды $H1$, но на таком расстоянии b , чтобы поле на длинах волн $\lambda_{Г3}$ и $\lambda_{Г3'}$ моды $E1$ было латентным.

По значениям α_1 , α_2 и α_3 определяются искомые величины. Здесь важно отметить, что измерение производится только на двух длинах волн $\lambda_{Г}$. Однако возможно измерение α для E и H на разной базе вибраторов.

Особенностью приемной части аппаратной реализации указанного алгоритма (см. рис. 2) является наличие устройства создания поля $H_{0\perp}$ – постоянного поля поперечного ферромагнитного резонанса для определения гиромангнитных потерь $\gamma_{ГМ}$. Обеспечивая постоянное поле поперечного ферромагнитного резонанса $H_{0\perp}$ в точке приема, производятся измерения напряженности электрического поля поверхностных медленных волн $E_{B1}^{H\perp}(X_0, Z_0)$ вибратором $B1$.

Повторяется предыдущий измерительно-вычислительный алгоритм определения ϵ' , μ' , и b в следующей точке, делая шаг ΔZ вдоль оси Z .

По результатам измерений вычисляется величина α_{ZE} , пропорциональная омическим потерям $\gamma_{ом}$ и определяется мнимая часть величины диэлектрической проницаемости

$$\alpha_{ZE} \equiv k\gamma_{ом} \equiv \epsilon'' = \gamma_{ом} \lambda_{Г1}. \quad (6)$$

Измеряя напряженность электрического поля $E_{B1}^{H\perp}(X_0, Z_0 + \Delta Z)$ при $H_{0\perp}$, вычисляется

$$\alpha_{ZE}^{H\perp} \equiv \gamma_{ГМ} + \gamma_{ом}. \quad (7)$$

С учетом (6) – (7) и по величине гиромангнитных потерь $\gamma_{ГМ}$ вычисляют мнимую часть величины магнитной проницаемости μ''

$$\alpha_{ZE}^{H\perp} - \alpha_{ZE} \equiv \gamma_{ГМ} \equiv \mu'' = \gamma_{ГМ} \lambda_{Г1}. \quad (8)$$

По рассчитанным величинам ϵ' , μ' , b и ϵ'' , μ'' определяются комплексные величины диэлектрической и магнитной проницаемостей $\dot{\epsilon} = \epsilon' - j\epsilon''$ и $\dot{\mu} = \mu' - j\mu''$, их модули и аргументы, а также вычисляется величина волнового сопротивления

$$\dot{Z}_B = Z_0 \left[\sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\epsilon}}} \exp\left(j \frac{\varphi_{\mu} - \varphi_{\epsilon}}{2}\right) \right], \quad (9)$$

где $Z_0 = 377$ Ом – волновое сопротивление свободного пространства.

Величины ϵ' , μ' , а также фазовую скорость в бесконечном пространстве, которое заполняет данный магнитодиэлектрик с потерями

$$V_{\Phi} = \frac{c}{(\epsilon'\mu')^{\frac{1}{2}}} = \frac{3 \cdot 10^8}{(\epsilon'\mu')^{\frac{1}{2}}} \quad (10)$$

Таблица 1

**Сравнительная характеристика методов измерения параметров покрытия
на двух и трех длинах волн**

Метод 2	Метод 3
Три длины волн.	Две длины волн.
Погрешность из-за дисперсии ε', μ' на существенно разных длинах волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$.	Минимум этой погрешности, так как $\lambda_3 \approx \lambda_{3'}$.
Чувствительность α к изменению параметров мала. Влияние неустойчивости $\lambda_{Г}$ мало.	Чувствительность α к изменению параметров велика. Влияние неустойчивости $\lambda_{Г}$ велико. Погрешность больше из-за высокой чувствительности α_E при $\beta_{E1}b \rightarrow \pi/2$ к неустойчивости $\lambda_{Г}$.
Вычислительный алгоритм значительно проще (2 простых уравнения).	Вычислительный и измерительный алгоритмы (коммутация базы вибраторов) сложнее.

можно определить не только по двум длинам волн λ_1, λ_2 и α_1, α_2 , но и по трем λ_1, λ_2 и λ_3 . В табл. 1 приведена сравнительная характеристика методов измерения параметров покрытия на двух и трех длинах волн (методы 3 и 2).

Метод 3'. Данный метод является модификацией предыдущего. Выбор $\lambda_{Г4}$ для моды $H1$, производится с условием малой латентности, но высокой чувствительности α_H к измерению параметров, а для $E1$ на $\lambda_{Г4}$ латентность весьма высока. Измерение выполняется на 2-х длинах волн на одинаковой базе вибраторов.

Метод 4. Определение величин $\varepsilon', \varepsilon''$ и b по длинам стоячих волн (СВ) или смешанных волн (СМВ) моды $E1$ [3].

Из-за конечности продольного размера измеряемой замедляющей структуры (ЗС) обладающей волновым сопротивлением Z_B^{3C} на ее границе со свободным пространством с $Z_0 \neq Z_B^{3C}$ имеет место частичное отражение поверхностной волны. В этом случае «чистого» режима бегущей волны (БВ) (с коэффициентом БВ (КБВ) порядка 0,85...0,9) можно добиться введением закрепленного совместно с приемным вибратором на расстоянии от него не менее $\lambda_{Г}/2$ поглощающей согласованной нагрузки.

В общем случае наличие режима СМВ, а при установке электромагнитного экрана – режима, близкого к СВ (с КБВ не хуже 40...50 дБ) позволяет производить измерение, как информативной, величину КСВ. Главное, что при этом легко реализовать измерение длины волны над замедляющей структурой, т.е. λ_{3C} , как удвоенное расстояние между двумя соседними минимумами поля стоячей волны вибратором, непрерывно (или дискретно с шагом ΔZ) передвигающимся вдоль максимума диаграммы направленности (ДН) с поисковым методом индикации минимума поля.

Расстояние от вибратора до слоя при этом должно быть минимальным.

Так как $\alpha^2 = \Phi(b, \varepsilon') = k_{3C}^2 - k^2 = |k \leq k_{3C} \leq k_1| = k^2 v_3^2 - k^2 = k^2 (v_3^2 - 1)$, то $\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_{\Gamma}} \sqrt{v_3^2 - 1}$, где коэффициент замедления $v_3 = \lambda_{\Gamma} / \lambda_{3C}$. Отсюда λ_{3C} зависит от b, ε' : $\lambda_{3C} = \Phi_2(b, \varepsilon')$.

На основании метода 1 и выражений по заданным величинам $\lambda_{\Gamma 1} = a_1$, $\lambda_{\Gamma 2} = a_2$ и измеренным величинам $\lambda_{3C1} = b_1$ и $\lambda_{3C2} = b_2$, с учетом того, что

$$\frac{\sqrt{a_1^2 - b_1^2}}{a_1 b_1} = c, \quad \frac{\sqrt{a_2^2 - b_2^2}}{a_2 b_2} = g,$$

легко получить расчетные выражения для $\varepsilon' = \Phi_3(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_{3C1}, \lambda_{3C2})$ и $b = \Phi_4(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_{3C1}, \lambda_{3C2})$:

$$\varepsilon' = 1 + \frac{c g a_1^2 a_2^2 (c - g)}{g a_1^2 - c^2 a_2^2}, \quad (11)$$

$$b = \frac{c a_1^2 \varepsilon'}{4\pi(\varepsilon' - 1) - c a_1^2}. \quad (12)$$

Достоинства метода:

1. Простота сканирования электрического поля E только по оси z по максимуму диаграммы направленности. Нет необходимости измерений по оси y как в [2].

2. Если в [2] для измерений величин диссипативных затуханий $\alpha_{EZ} \equiv \gamma_{ом}$ и $\alpha_{HZ} \equiv \gamma_{ом} + \gamma_{гм} \approx \gamma_{гм}$ обязательно присутствие согласующей нагрузки-поглотителя (см. выше), то в предлагаемом методе величины α_Z могут быть измерены как

$$\alpha_Z = \frac{1}{0,5\lambda_{3C}} \ln \frac{E_{i+1\min}}{E_{i\min}},$$

где $0,5\lambda_{3C} = \frac{0,5\lambda_{3C}^{\min} + 0,5\lambda_{3C}^{\max}}{2}$ или $0,5\lambda_{3C} = \sqrt{(0,5\lambda_{3C}^{\min})^2 + (0,5\lambda_{3C}^{\max})^2}$.

Здесь $0,5\lambda_{3C}^{\min}$ – расстояние между ближайшими минимумами, а $0,5\lambda_{3C}^{\max}$ – расстояние между ближайшими максимумами.

3. Больше чувствительность измерений СВ по сравнению с параметрами бегущей волны (локализации мощности СВ в замкнутом пространстве «излучатель–ЭМЭ»). Заметим, что при измерениях для $\lambda_{\Gamma 2}$ при Z_i (для $\lambda_{\Gamma 1}$) по пункту 1 поиска (рис. 3) величины $\Delta Z = 0,5\lambda_{3C2}$, при которой фазы E в точках Z_i и $Z_i + \Delta Z$ ($\lambda_{\Gamma 2}$) будут отличаться на величину $\pm\pi$. Этот вариант лучше, в смысле локальности измерений. При этом ε' считаем измеренным в точке Z_i , а в варианте 1 – в точке $Z_i + \frac{Z_{i2} - Z_{i1}}{2}$.

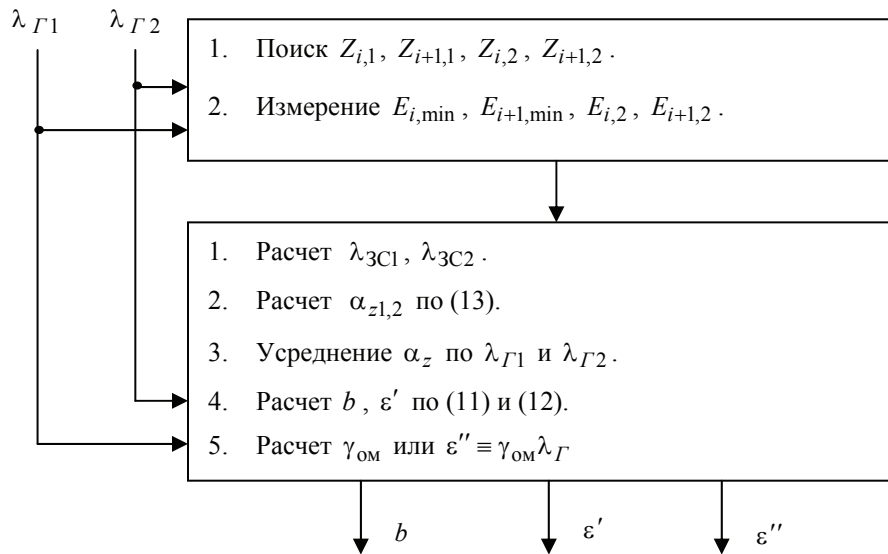


Рис. 3 Схема вычислительного алгоритма метода 4

Метод 5. На длинах волн $\lambda_{Г1}^{E1}$ при $\beta_{E1}b \ll \frac{\pi}{2}$ (1); $\lambda_{Г3}^{H1}$, $\lambda_{Г3}^{H1}$ при $\frac{\pi}{2} \leq \beta_{H1}b \leq \frac{\pi}{2} + \Delta$ рассматриваются все прочие варианты сочетания режимов двух соседних мод E и H . Это не обязательно первые моды $E1$ и $H1$, ибо при любых $\lambda_{Г}$ нас интересуют две соседние моды, т.к. предыдущие до них практически латентны, а последующих при уменьшении $\lambda_{Г}$ – еще нет.

Метод 6. Методы многомодовых режимов на одной частоте.

Число мод, реализуемых на одной длине волны $\lambda_{Г}$, как было показано выше, является функцией величин ϵ' , μ' , b , т.е. зависит от величины радиуса характеристической окружности ρb . Здесь практически реализуются только режимы двух смежных по длине волны (частоте) E и H нелатентных мод.

Одновременно существующие моды имеют разную степень «залипания», то есть разные α и β , а, следовательно, и разные коэффициенты замедления v_3 и фазовой скорости V_{ϕ} в режиме БВ, то есть, как бы плывут относительно друг друга. Измерение интегрального или раздельного затухания нескольких мод в одной точке, позволяет сделать вывод об увеличении чувствительности измеряемой величины α к параметрам слоя b и ϵ' , но требует уточнения модели с учетом конкуренции этих мод.

В связи с этим, выявлено:

а) как распределяется мощность излучения между модами;

б) влияние конструкции двухмодовой апертуры на условие реализации мод $E1$ и $H1$ и условие их одночастотной и энергетической конкуренции и т.д.

Для двухмодового одночастотного режима стоячих волн (см. метод 4) в силу конечного размера зоны суммарного поля мод СВ спектр пространственных гармоник мод является сплошным, но близким к линейному для прямых и обратных дискретных пространственных гармоник.

Таким образом, суммарная спектральная плотность пространственных гармоник $G_{\Sigma}(\lambda_{E1}, \lambda_{H1}) \lambda G$ (где λ_{E1} , λ_{H1} – длины волн над ЗС при данной длине

волны λ_{Γ}) зависит от коэффициентов v_{zE1} и v_{zH1} , а, следовательно, от α_{E1} и α_{H1} , и, в конечном счете, от величин b , ε и т.д.

Очевидно, что значение амплитудного и фазового спектра пространственных частот могут быть привязаны к конкретной координате точки измерения. Анализ картины этих спектров (легко алгоритмизируемым методом, например, быстрого дискретного преобразования Фурье (БПФ)) дает адекватную информацию не только о величинах b и ε' , но и позволяет разрешить задачу проектирования слоя, обеспечивающего эффект поглощения за счет преобразования падающей волны в поверхностную.

Недостатком описываемого выше метода двух мод СВ является малая локальность измерения, или, по крайней мере, его методическая сложность, так как для перевода распределения поля $E(z)$ двух мод вдоль оси Z из аналогового вида в цифровую (требуется АЦП с большой памятью ОЗУ) и дальнейшей обработки большого массива данных в цифровой форме в микропроцессорном устройстве требуется большая дискретная база Z с весьма малым шагом Δz .

Существует также расчетная возможность определения величины КСВ(z), зависящего от изменения амплитуд E_m и, естественно, конкурентного раздела активной мощности P между модами.

Метод 7. Методы, реализующие многоизлучательные когерентные системы поверхностных волн. На рис. 4 показана схема сканирования двумя ортогональными (когерентными) излучателями.

Работа метода измерения \dot{Z}_B в режиме дискретного сканирования с шагом $\Delta Z_i (\Delta X_i)$ подобна данному методу, но проводится либо попеременным их включением, либо в режиме интерференции полей когерентных источников; Y – управляемое устройство для отработки соотношений амплитуды и фазы волн ортогональных излучателей по результатам интерференции, в том числе Y может быть и управляемым делителем.

Приведем пример метода сканирования:

- 1) включение излучателя Z , измерение α_1 в $x_i z_i$ или $\sum E(y_i)$;
- 2) включение излучателя x , измерение α_2 в $x_i z_i$ или $\sum E(y_i)$;
- 3) усреднение по массиву $\sum E$ и α .

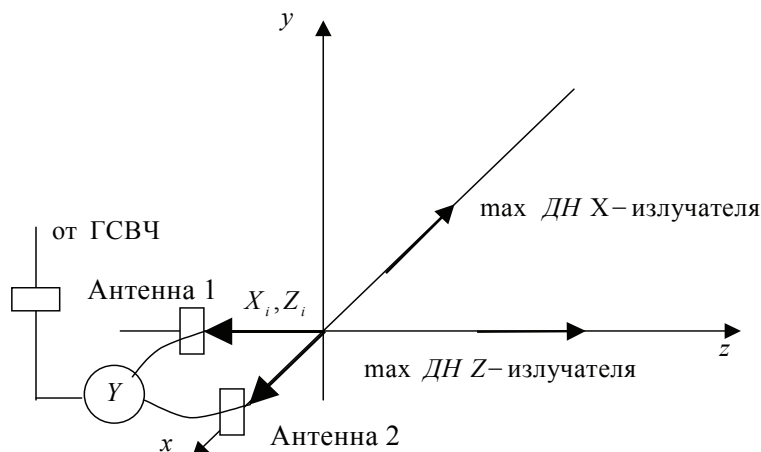


Рис. 4 Схема сканирования: Y – Y -циркулятор или антенный переключатель или делитель-разветвитель мощности пополам

Этот метод дает уменьшение погрешности за счет конечных размеров сканируемой площади.

Кроме ортогонального расположения когерентных излучателей возможно и их противофазное расположение. Их можно включать попеременно как в указанном выше методе. При этом второй излучатель может служить согласующей нагрузкой.

Варианты:

а) ортогональный вариант с подвижным излучателем или линейкой излучателей X и Z ;

б) противофазный вариант с соответствующими излучателями.

Таким образом, рассмотренные варианты коммутации баз вибраторов для разных методов 2, 3, 3', 6 и их обоснование по развязке измерения величин α латентных и нелатентных мод позволяет решить задачу увеличения быстродействия алгоритмов их работы.

В сравнении с известными емкостными и индуктивными датчиками контроля [4] предлагаемые методы и преобразователи (табл. 2) позволяют на 2–3 порядка повысить локальность измерений, которая будет определяться поперечными размерами приемного вибратора (порядка 10^{-4} м) и получить значительно меньшую погрешность определения электрофизических и теплофизических параметров.

Таблица 2

Сравнительная характеристика предлагаемых методов

№ метода	1	2	3	4	5
Измеренные параметры	ε', b	ε', μ', b	$\dot{\varepsilon}, \dot{\mu}, \dot{Z}_B, b, C$	ε', b	$\dot{\varepsilon}, \dot{\mu}, \dot{Z}_B, b, C$
Моды (реализуемые)	$E1$	$E1, H1$	$E1, H1$	$E1$	$E1, H1$
Длины волн и значение фазового аргумента	$\lambda_{1E}, \lambda_{2E}, \beta_E b \ll \pi/2$	$\lambda_{1E}, \lambda_{2E}, \lambda_{3H}, \beta_E b \ll \pi/2, \pi/2 < \beta_H b \leq \leq \pi/2 + \Delta_H$	$\lambda_{1E}, \lambda_{2E, H}, \beta_E b \rightarrow \pi/2, \pi/2 < \beta_H b \leq \leq \pi/2 + \Delta_H$	$\lambda_{1E}, \lambda_{2E}, \beta_E b \ll \pi/2$	$\lambda_{1E}, \lambda_{2E}, \lambda_{3H}, \beta_E b \ll \pi/2, \pi/2 < \beta_H b \leq \leq \pi/2 + \Delta_H$
Наличие погрешности из-за дисперсии	Нет	Есть	Нет	Нет	Нет
Локальность и погрешности измерения (относительные и приведенные)	Локален $\delta\varepsilon' < 3\%$ $\delta b < 5\%$	Локален $\delta\varepsilon' < 3\%$ $\delta b < 5\%$ $\delta\mu' < 10\%$	Локален $\delta\varepsilon' < 3\%$ $\delta b < 5\%$ $\delta\varepsilon'' < 5\%$ $\delta\mu' < 8\%$ $\delta\mu'' < 5\%$ $\delta\dot{Z} < 15\%$ $\delta C < 20\%$	Локален только алгоритмически (не локален по сканированию) $\delta\varepsilon' < 3\%$ $\delta\varepsilon'' < 9\%$ $\delta b < 3\%$	Локален $\delta\varepsilon' < 3\%$ $\delta b < 5\%$ $\delta\varepsilon'' < 5\%$ $\delta\mu' < 8\%$ $\delta\mu'' < 5\%$ $\delta\dot{Z} < 15\%$ $\delta C < 20\%$

Аппаратурная реализация методов, позволяющая разделить в пространстве сложной апертуры – источника поверхностных волн и отдельного, простого в реализации приемника, позволяет решить задачу быстродействующего сканирования больших поверхностей одним приемником.

Список литературы

1. Патент № 2193184 РФ, МКИ G01 N 15/06. СВЧ способ определения диэлектрической проницаемости и толщины покрытий на металле / М.А. Суслин, П.А. Федюнин, Д.А. Дмитриев.

2. Федюнин П.А., Карев Д.В., Каберов С.Р. Методы измерения комплекса электромагнитных параметров радиопоглощающих покрытий в диапазоне СВЧ. Состояние проблемы измерений // Тезисы докладов 7-й Всеросс. научно-технической конфер. – М.: МГТУ им. Баумана, 1999.

3. Дмитриев Д.А., Федюнин П.А., Федоров Н.П. Измерение электрических параметров гиротропных материалов в режиме смешанных и стоячих волн // Измерение, контроль, диагностика. Сб. материалов Международной научно-технической конференции «ИКИ-2003», Барнаул, 2003.

4. Неразрушающий контроль и диагностика: Справочник / В.В.Клюев, Ф.Р.Соснин, В.Н.Филинов и др.; Под ред. В.В.Клюева. – М.: Машиностроение, 1995. – 488 с.

Long-Range Methods of Measuring Complex of Electro-Physical and Thermo-Physical Parameters of Radio-Absorbing Coverings

N.P. Fedorov, P.A. Fedyunin, D.A. Dmitriev, S.R. Kaberov

Tambov Military Aviation Engineering Institute

Key words and phrases: wave resistance; dielectric penetrability; magnetic penetrability; non-destructive control; surface wave.

Abstract: Long-range methods of non-destructive control and algorithms for measuring the set of parameters of absorbing and non-reflecting coverings of aircraft are represented.

Perspektive Methoden der Messung des Komplexes von den elektrophysikalischen und wärmephysikalischen Parametern der Funkschluckungsbedeckungen

Zusammenfassung: Es sind die perspektiven Methoden der ununterbrochenen Kontrolle und die Algorithmen der Messung des Komplexes von den Parametern der Schluckungs- und Unreflexionsbedeckungen der Flugapparate dargestellt.

Méthodes perspectives de la mesure du complexe des paramètres électrophysiques et thermophysiques des recouvrements d'absorption radiative

Résumé: Sont présentées les méthodes perspectives du contrôle non destructif et les algorithmes les réalisant pour la mesure du complexe des paramètres des recouvrements d'absorption et de non-réflexion des appareils volants.