

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ДИАГНОСТИКА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ
ПОСРЕДСТВОМ ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ
ОТРАЖЕННОГО И ПРОХОДЯЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Сердюк В.М., Титовицкий И.А.

*Институт прикладных физических проблем имени А. Н. Севченко
Белорусского государственного университета,
г. Минск, Беларусь, E-mail: serdyukvm@bsu.by*

Электромагнитная диагностика представляет собой метод исследования и тестирования диэлектрических материалов по измерению их комплексной диэлектрической проницаемости. Последняя подвержена сильному влиянию многих физических параметров состояния вещества, например, концентрации различных компонент в его составе, плотности, наличию дефектов структуры и т.д., и эти параметры можно установить по известной комплексной проницаемости либо теоретическими методами, либо экспериментальным методом калибровки (см., напр., [1]). Одна из проблем электромагнитной диагностики состоит в том, что здесь диэлектрическая проницаемость, строго говоря, не измеряется непосредственно, а устанавливается косвенным образом по измерению параметров взаимодействующего электромагнитного излучения: интенсивности и фазы. Существуют различные методы определения комплексной диэлектрической проницаемости вещества, которые используют самые разные методики измерения параметров тестирующего поля [2], однако наиболее простой и универсальной схемой применения электромагнитного метода является обычная схема на просвет и отражение, когда тестируемый материал в виде плоского слоя помещается перед источником излучения, а искомые параметры материала определяются по измерениям интенсивности и фазы отраженного и (или) прошедшего пучков. Схему тестирования на просвет и отражение используют эллипсометрические методы определения диэлектрической проницаемости [3], которые относятся к числу наиболее точных и распространенных. Однако погрешность этих методов возрастает с уменьшением поглощения в тестируемой среде [4]; кроме того, они явно используют фазовую информацию об отраженном и преломленном поле. В связи с этим возникает вопрос о возможности определения диэлектрической проницаемости только по измерениям энергетических коэффициентов отражения и прохождения без использования какой-либо фазовой информации. Это позволило бы снизить требования по когерентности источников и расширить возможности электродинамического метода тестирования материалов. В данной работе теоретически обосновывается возможность определения комплексной диэлектрической проницаемости по измерениям интенсивности тестирующих полей.

Будем исходить из известных выражений для коэффициентов отражения и прохождения диэлектрического слоя для двух ортогональных поляризации электромагнитного поля H и E , электрический вектор которых соответственно ортогонален и параллелен плоскости падения пучка на слой [5]. Они могут быть записаны в виде:

$$R_{H,E} = -iP_{H,E}T_{H,E} \sin(k\gamma h) \quad T_{H,E} = [\cos(k\gamma h) - iQ_{H,E} \sin(k\gamma h)]^{-1} \quad (1)$$

где h – толщина среды,

$$P_{H,E} = (\varepsilon^{2\nu} \alpha^2 - \gamma^2) / (2 \varepsilon^\nu \alpha \gamma); \quad Q_{H,E} = (\varepsilon^{2\nu} \alpha^2 + \gamma^2) / (2 \varepsilon^\nu \alpha \gamma),$$

величина ν считается равной нулю для H -поляризации распространяющегося поля и единице для E -поляризации, ε – комплексная диэлектрическая проницаемость, k – волновое число ($k=2\pi/\lambda$, λ – длина волны излучения), $\gamma=(\varepsilon-\beta^2)^{1/2}=(\varepsilon-1+\alpha^2)^{1/2}$ – параметр нормального распространения проходящего пучка внутри диэлектрического слоя, α и β – параметры нормального и тангенциального распространения тестирующего пучка в окружающей среде (воздухе), причем $\alpha=\cos\varphi$ и $\beta=\sin\varphi$, где φ – угол падения пучка на слой. Практика показывает, что формулы (1), как и формулы Френеля [5], на основе которых они получены, справедливы не только для когерентных

плоских волн, но и для пучков электромагнитного излучения с нешироким спектром временных и пространственных частот; только в этом случае в качестве параметров распространения волны нужно использовать соответствующие эффективные параметры пучка.

Пусть каким-либо образом измерены энергетические коэффициенты отражения $|R_{H,E}|^2$ и прохождения $|T_{H,E}|^2$ плоского диэлектрического слоя для двух ортогональных H - и E -поляризаций тестирующего пучка (квадраты модулей величин (1)). Угол падения пучка φ и его параметры распространения α и β , считаются известными. Требуется определить вещественную и мнимую части комплексной диэлектрической проницаемости слоя ε . Кроме того, неизвестной может быть и его толщина h .

Удобнее рассматривать не сами коэффициенты $|R_{H,E}|^2$ и $|T_{H,E}|^2$, а производные от них величины $U_{H,E}=|R_{H,E}|^2|T_{H,E}|^2$ и $V_{H,E}=|T_{H,E}|^{-2}$, которые можно считать заданными. Из первого уравнения (1) следует, что $U_E/U_H=|P_E|^2|P_H|^2$, откуда получается приближенное выражение

$$\varepsilon_R = \beta^2 (\alpha^4 U_H - U_E)^{-1} (\alpha^2 U_H \pm \sqrt{U_H U_E}) \quad (2)$$

Оно определяет вещественную часть диэлектрической проницаемости $\text{Re}\varepsilon \approx \varepsilon_R$ с точностью до членов порядка второй степени малости по ее мнимой части $\text{Im}\varepsilon$ (при $\text{Re}(R_E T_H / R_H T_E) > 0$ перед квадратным корнем в выражении (2) следует брать знак минус, а при $\text{Re}(R_E T_H / R_H T_E) < 0$ – знак плюс; последний случай будет иметь место всегда для диэлектриков с $\text{Re}\varepsilon > 1$, если угол падения меньше 45°). Для прозрачной среды ($\text{Im}\varepsilon = 0$) формула (2) определяет точное значение диэлектрической проницаемости. В такой среде должны иметь место соотношения: $1 + U_{H,E} - V_{H,E} = 0$, которые представляют собой одну из форм записи закона сохранения энергии для каждой из двух поляризаций в слое без потерь. Если же эти соотношения не выполняются, то мнимая часть проницаемости $\text{Im}\varepsilon$ отлична от нуля, и для ее определения необходимо привлекать дополнительные уравнения. В качестве таковых можно использовать соотношения для квадратов модулей коэффициентов прохождения $T_{H,E}$ (1). Выполняя простые преобразования с этими уравнениями, можно вывести простые соотношения для определения мнимой части проницаемости и толщины тестируемого слоя. Эти соотношения получены в приближении до членов второго порядка малости по $\text{Im}\varepsilon$ для двух случаев, когда данная толщина неизвестна и когда она заранее определена из независимых измерений. Они позволяют решить поставленную задачу.

Возможность применения данного метода на практике проверялась с помощью математического моделирования, когда в качестве измеряемых величин использовались результаты вычисления энергетических коэффициентов отражения и прохождения двух ортогональных H - и E -поляризаций с помощью формул (1) для заданных значений комплексной диэлектрической проницаемости. На рисунке 1 показаны результаты такого математического моделирования для слоя толщиной $h = 1.75\lambda$, когда угол падения составляет $\varphi = 30^\circ$. Здесь приведены относительные погрешности Δ определения вещественной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости слоя, которые высчитывались по формуле: $\Delta(f) = |(f_{\text{calc}}/f_{\text{ini}}) - 1|$, где f_{ini} – исходное (заданное) значение $\text{Re}\varepsilon$ или $\text{Im}\varepsilon$, а f_{calc} – вычисленное значение данной величины, которое определялось согласно предлагаемому методу.

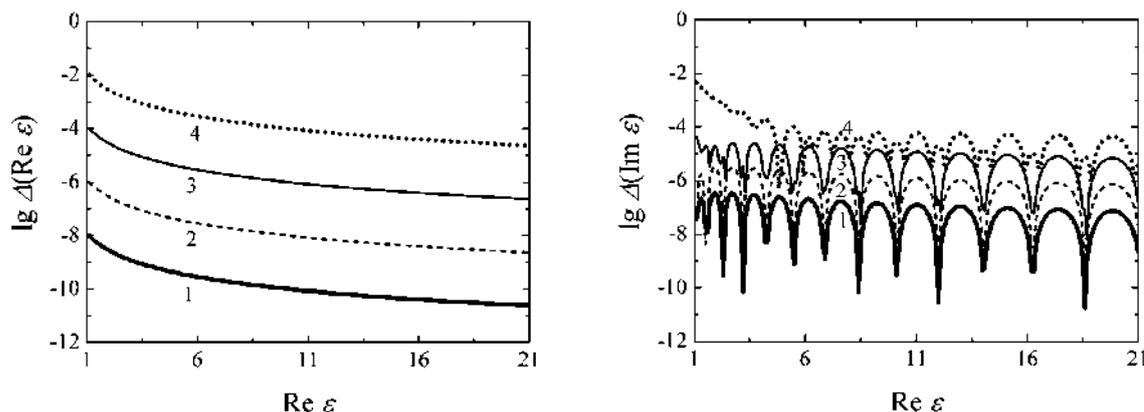


Рисунок 1 – Относительная погрешность определения вещественной (слева) и мнимой (справа) части комплексной диэлектрической проницаемости плоского слоя как функция задаваемой вещественной части $\text{Re } \epsilon$ при различных значениях исходной мнимой части $\text{Im } \epsilon = 10^{-4}$ (1); 10^{-3} (2); 10^{-2} (3); 10^{-1} (4).

Оказалось, что точность определения мнимой части проницаемости при заданной толщине слоя (на рисунке) много выше, чем в случае, когда она неизвестна: в первом случае $\text{Im } \epsilon$ вычисляется с точностью до 4 знаков и выше, а во втором случае надежно определяются только первые два-три знака. Точность определения самой толщины слоя оказывается еще ниже: в среднем всего два знака. В общем и целом результаты математического моделирования показывают, что предлагаемый алгоритм позволяет достичь высокой точности определения проницаемости, до пяти-шести знаков и более, при малых значениях ее мнимой части $\text{Im } \epsilon$, порядка 10^{-4} – 10^{-3} , тогда как с увеличением потерь до $\text{Im } \epsilon = 10^{-1}$ точность определения искомых величин падает до двух-трех знаков, а то и еще меньше. Этим предлагаемый метод отличается от эллипсометрического метода определения комплексной диэлектрической проницаемости, точность которого наоборот снижается с уменьшением величины потерь до нуля. Указанная точность зависит также и от вещественной части проницаемости $\text{Re } \epsilon$. Наименьшая ее величина наблюдается, когда $\text{Re } \epsilon$ близко к единице, но с ростом данной величины до 20 единиц точность повышается на один-два порядка.

Список литературы:

1. Kupfer K. (ed.) *Electromagnetic Aquametry. Electromagnetic Wave Interaction with Water and Moist Substances.* – Berlin: Springer, 2005. – 530 pp.
2. Singh S. *Refractive index measurement and its applications // Physica Scripta.* – 2002. – Vol. 65, No. 2. – P. 167–180.
3. Аззам Р., Башара Н. *Эллипсометрия и поляризованный свет.* – М.: Мир, 1981. – 584 с.
4. Кизель В. А. *Отражение света.* – М.: Наука, 1973. – С. 262.
5. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики.* – М.: Наука, 1973. – С. 54–78.