

УДК 537.874.2

## МЕТОД БЕСКОНТАКТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ НАНОМАТЕРИАЛОВ\*

Б. В. Скворцов, Д. М. Живоносная

*Самарский национальный исследовательский университет им. академика С. П. Королёва,  
443086, г. Самара, Московское шоссе, 34  
E-mail: aps@ssau.ru*

Теоретически обосновывается метод бесконтактного оперативного измерения электромагнитных параметров наноматериалов, основанный на зондировании контролируемой поверхности электромагнитным сигналом с последующей обработкой отражённого сигнала. Электромагнитные свойства материалов определяются диэлектрической и магнитной проницаемостями, а также удельной электрической проводимостью. Дано математическое описание процедуры измерения и разработана методика поиска искомых параметров, основанные на измерении амплитуды и фазы отражённого сигнала, с дальнейшим решением системы нелинейных алгебраических уравнений.

*Ключевые слова:* наноматериалы, проводимость, диэлектрическая проницаемость, магнитная проницаемость, оперативный контроль, электромагнитное зондирование.

DOI: 10.15372/AUT20160412

**Введение.** Под наноматериалами понимаются материалы, состоящие из нанобъектов [1–7]. Нанобъектом является элемент материала, один из размеров которого не превышает  $(1–100) \cdot 10^{-9}$  м, при этом наибольший размер нанобъекта может находиться вне нанодиапазона. Нанобъект может быть наночастицей, нанопластиной, нанотрубкой (скрученная нанопластина) и наностержнем [6]. Из нанобъектов по специальным технологиям создаются сверхпроводящие и полупроводниковые материалы (в основном это тонкие плёнки) [3], а также конструкционные, композиционные и порошковые материалы [4, 7–9], которые находят применение в машиностроении в качестве укрепляющих, изолирующих и радиоотражающих покрытий (STELS-технологии). Образец композиционного или конструкционного материала может иметь значительные габаритные размеры [7–9]. Бесконтактность измерений имеет важное значение, так как позволяет оперативно контролировать готовое изделие без отбора образца материала.

Электромагнитные параметры материалов определяются диэлектрической  $\varepsilon$  (Ф/м) и магнитной  $\mu$  (Гн/м) проницаемостями, а также удельной электрической проводимостью  $\sigma$  (1/Ом·м). Здесь и далее под обозначениями  $\varepsilon$ ,  $\mu$  и  $\sigma$  понимаются их абсолютные значения, связанные с относительными значениями соотношениями  $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{отн}}$ ,  $\mu = \mu_0 \mu_{\text{отн}}$ , где  $\varepsilon_0 = 8,85416 \cdot 10^{-12}$  Ф/м,  $\mu_0 = 1,256637 \cdot 10^{-6}$  Гн/м. Комплексная диэлектрическая проницаемость образуется из диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$  и проводимости  $\sigma$  по формуле [10]

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon - j \frac{4\pi\sigma}{\omega} = \varepsilon - j\varepsilon', \quad (1)$$

составляющие которой являются предметом измерения на конкретно выбранной частоте. Магнитная проницаемость есть комплексная величина  $\dot{\mu} = \mu + j\mu'$ , но её мнимая часть су-

\*Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (уникальный идентификатор прикладных научных исследований RFMEF157414X0094).

щественно значима только для ферромагнитных материалов, а также для особых условий состояния среды, например в момент ядерного магнитного резонанса. В данной работе полагаем существование только действительной её части. Отметим, что предлагаемая теория даёт возможность определять также мнимую часть диэлектрической проницаемости.

Современные методы контроля разнообразны [1–4], носят разрозненный характер и требуют создания принципиально отличающихся конструкций измерительных устройств. На данный момент нет единой математически обоснованной методики бесконтактных оперативных измерений перечисленных электромагнитных параметров наноматериалов, которая позволила бы реализовать такую процедуру в рамках одного комплексного прибора.

Целью предлагаемого исследования является теоретическое обоснование метода бесконтактного оперативного измерения диэлектрической и магнитной проницаемостей, а также проводимости наноматериалов, состоящего в зондировании контролируемой поверхности электромагнитным сигналом на частотах  $\omega = 10^8\text{--}10^{13}$  Гц [2–4, 11]. Искомые электромагнитные параметры определяются по амплитуде и фазе отражённого сигнала путём решения системы нелинейных уравнений.

**Теоретические основы.** Процедура бесконтактного измерения указанных параметров материалов основана на зондировании исследуемой поверхности электромагнитным сигналом и иллюстрируется рис. 1. Генератор 5 подаёт импульс на излучатель 3, который находится в среде с известными электромагнитными параметрами  $\mu_1, \sigma_1, \varepsilon_1$  (как правило, это газовая среда) на расстоянии  $Z_n$  от поверхности исследуемого объекта. Излучатель формирует электромагнитный сигнал  $\Phi_1$ , падающий на материал 1 с контролируемыми электромагнитными параметрами  $\mu_x, \sigma_x, \varepsilon_x$  под углом  $\theta_1$ . Отражённые от границы раздела 2 и преломлённые под углом  $\theta_2$  энергетические потоки обозначены  $\Phi_2$  и  $\Phi_3$  соответственно, причём  $\theta_2 < \theta_1$ . Отражённый от поверхности электромагнитный сигнал  $\Phi_2$ , попадающий в приёмник 4, расположенный на высоте  $Z_n$ , содержит информацию об искомым электромагнитных параметрах  $\mu_2, \sigma_2, \varepsilon_2$ . Данные, полученные в результате измерения, анализируются устройством обработки 6.

Искомые электромагнитные параметры могут проявляться в амплитуде, фазе, спектральной плотности отражённого сигнала. При математическом описании измерительной процедуры примем допущения, что контактирующие среды однородны, изотропны, стационарны и линейны с точки зрения электромагнитных свойств. Выберем прямоугольную

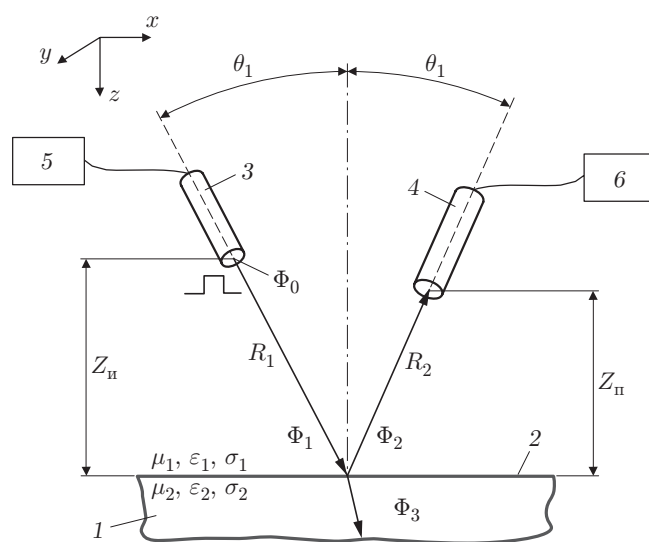


Рис. 1. Схема, представляющая математическое моделирование бесконтактного измерения электромагнитных параметров наноматериалов

систему координат так, чтобы плоскость  $xOy$  была параллельна границе раздела сред, а плоскость  $xOz$  совпадала с плоскостью распространения зондирующего сигнала. В этом случае задачу можно считать плоской (т. е.  $y = 0$ ). Рассмотрим зондирование поверхности непрерывной волной с частотой  $\omega$ . Интенсивность (плотность энергии ( $\text{Вт}/\text{м}^2$ )) электромагнитного луча, дошедшего до контролируемой поверхности, определяется по формуле [10, 12]

$$\Phi_1 = \Phi_0 e^{-2\alpha_1 R_1} \cdot e^{j[2(t - R_1/V_{\Phi 1}) + \varphi_1]}. \quad (2)$$

Здесь  $R_1 = Z_{\text{н}}/\cos\theta_1$ ;  $\Phi_0 = |\bar{E}_m \times \bar{H}_m|$  — модуль вектора Пойтинга зондирующего сигнала, где электрическая  $E$  и магнитная  $H$  составляющие зондирующего потока связаны через волновое сопротивление среды соотношением [10]

$$\bar{E} = Z\bar{H}, \quad (3)$$

$$Z = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\varepsilon}} = \sqrt[4]{\frac{\mu^2\omega^2}{\sigma^2 + \varepsilon^2\omega^2}} e^{j\arctg(\sigma/\omega\varepsilon)} = \sqrt[4]{\frac{\mu^2\omega^2}{\sigma^2 + \varepsilon^2\omega^2}} e^{j\varphi}. \quad (4)$$

Фазовый сдвиг  $\varphi_1$ , коэффициент поглощения  $\alpha_1$  и фазовая скорость  $V_{\Phi 1}$  вычисляются по формулам [10]

$$\varphi_1 = -\frac{1}{2} \arctg \frac{\sigma}{\omega\varepsilon}, \quad (5)$$

$$\alpha_1 = \sqrt{\frac{\mu\omega(\sqrt{\sigma^2 + \varepsilon^2\omega^2} - \varepsilon\omega)}{2}}, \quad (6)$$

$$V_{\Phi 1} = \sqrt{\frac{2\omega}{\mu(\varepsilon\omega + \sqrt{\sigma^2 + \varepsilon^2\omega^2})}}. \quad (7)$$

На границе раздела сред волна частично отражается, проникает внутрь контролируемой среды и рассеивается, что определяется коэффициентами отражения  $G$ , пропускания  $T$  и рассеяния  $Q$  [10]. В общем случае  $G + T + Q = 1$ . Коэффициент рассеяния  $Q$  зависит в основном от чистоты обработки (шероховатости) и загрязнения контролируемой поверхности. Рассеянная волна не попадает в приёмник и не связана с электромагнитными свойствами отражающей среды. Коэффициент рассеяния может внести только аддитивные поправки в относительную амплитуду отражённого сигнала и учитываться при калибровке прибора. Кроме того, чистота обработки, определяющаяся наличием микровыступов (впадин) относительно среднего геометрического уровня поверхности, не превышает размеров наночастиц и по определению очень высока, что позволяет на данном этапе исследований не рассматривать коэффициент рассеяния как существенный фактор.

Интенсивность отражённого и прошедшего в приёмник электромагнитного сигнала определяется по формуле, вытекающей из (1):

$$\Phi_2 = G\Phi_1 e^{-2\alpha_1 R_2} \cdot e^{j[2\omega(t - R_2/V_{\Phi 1}) + \varphi_1]} = G\Phi_0 e^{-2\alpha_1(R_1 + R_2)} \cdot e^{j[4\omega(t - (R_1 + R_2)/V_{\Phi 1}) + 2\varphi_1]}. \quad (8)$$

В общем случае отражённый сигнал может складываться из сигналов отражений от поверхности и от нижней границы исследуемого образца, например от подложки при конт-

роле тонких плёнок. Такой случай формирования отражённого сигнала не входит в задачу данной работы, где предполагается, что отражённый от нижней границы контролируемого образца сигнал отфильтрован или скомпенсирован специальными приёмами измерительной процедуры. Математическое описание отражения электромагнитных сигналов от многослойных структур изложено в [12] и может быть использовано в алгоритмах обработки.

Выражение (8) даёт математическую основу для исследования электромагнитных свойств материалов по отражённому сигналу, и его можно записать в виде

$$\Phi_2 = GB e^{j\omega t} \cdot e^{j\Psi}, \quad (9)$$

где

$$B = \Phi_0 e^{-2\alpha(R_1 + R_2)} = \Phi_0 e^{-(2\alpha(Z_{\text{п}} + Z_{\text{и}})/\cos\theta_1)}, \quad (10)$$

$$\Psi = -4\omega \frac{R_1 + R_2}{V_{\text{ф1}}} + 2\varphi_1 = -4\omega \frac{Z_{\text{п}} + Z_{\text{и}}}{V_{\text{ф1}} \cos\theta_1} + 2\varphi_1. \quad (11)$$

Коэффициент отражения зависит от угла падения и волнового сопротивления контактирующих сред, является комплексной величиной и вычисляется по формуле [12]

$$G = \frac{1}{2} \left[ \frac{Z_2 \cos\theta_1 - Z_1 \cos\theta_2}{Z_2 \cos\theta_1 + Z_1 \cos\theta_2} + \frac{Z_2 \cos\theta_2 - Z_1 \cos\theta_1}{Z_2 \cos\theta_2 + Z_1 \cos\theta_1} \right] = A_G e^{j\Psi_G}, \quad (12)$$

где  $Z_1, Z_2$  — комплексные волновые сопротивления контактирующих сред, определяемые по выражению (4);  $A_G, \Psi_G$  — модуль и фаза комплексного коэффициента отражения.

Формула (12) отличается от известных формул Френеля [9, 13], определяющих коэффициент отражения электромагнитных волн от границы раздела сред тем, что в ней в явном виде учитывается проводимость среды. Отметим [8, 9, 12], что при углах падения  $\theta_1 < 15^\circ$  коэффициент отражения практически не зависит от поляризации электромагнитной волны и угла падения и может быть приближённо определён по формуле, вытекающей из (12), при нормальном падении ( $\theta_1 = 0$ ):

$$G = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{[\sqrt{\mu_1(\sigma_2 + j\omega\varepsilon_2)} - \sqrt{\mu_2(\sigma_1 + j\omega\varepsilon_1)}]^2}{\mu_1(\sigma_2 + j\omega\varepsilon_2) + \mu_2(\sigma_1 + j\omega\varepsilon_1)} = A_G e^{j\varphi_G}. \quad (13)$$

По формуле (13) вычислены значения модуля и фазы коэффициента отражения сигналов при различных сочетаниях электромагнитных параметров и параметров верхней среды  $\sigma_1, \mu_1, \varepsilon_1$ , соответствующей воздуху:  $\mu_{\text{отн}} = 1,00053$ ,  $\varepsilon_{\text{отн}} = 1,00027$ ,  $\sigma = 10^{-18}$  1/Ом·м. Конструкционные параметры:  $Z_{\text{и}} = Z_{\text{п}} = 0,1$  м,  $\theta_1 = 10^\circ$ ,  $\omega = 10^8$  Гц.

**Алгоритм расчёта.** Из рис. 2, 3 видно, что при проводимостях  $\sigma > 10^2$  1/Ом·м изменения диэлектрической и магнитной проницаемостей практически не сказываются на амплитудных и фазовых составляющих спектра отражённого сигнала. Изменения диэлектрической и магнитной проницаемостей существенно влияют на амплитуду и фазу спектра отражённого сигнала при проводимостях  $\sigma < 10^{-2}$ . При малых проводимостях ( $\sigma < 10^{-5}$ ) метод очень чувствителен к небольшим изменениям диэлектрической проницаемости, о чём свидетельствует график на рис. 3: при изменении диэлектрической проницаемости на величину  $0,0001\varepsilon_0$  фаза при выбранных конструкционных параметрах варьируется в

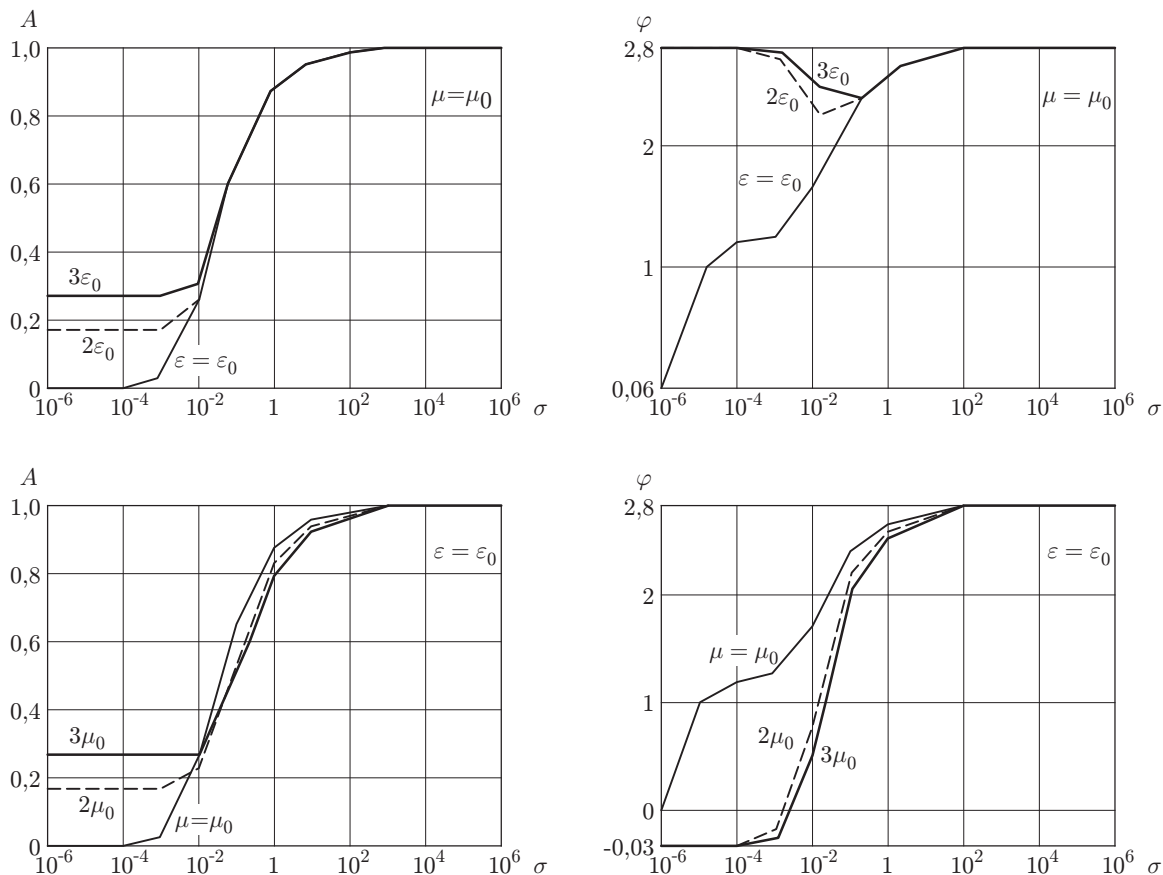


Рис. 2. Зависимости амплитуды и фазы отражённого сигнала от проводимости в диапазоне  $10^{-6} < \sigma < 10^6$  1/Ом·м при различных магнитных проницаемостях на частоте  $\omega = 10^8$  Гц

пределах 0–0,5π. Рис. 2 показывает, что амплитуда и фаза коэффициента отражения существенно зависят от контролируемых параметров особенно для углеродных и полупроводниковых структур, которые и являются основным объектом наших измерений.

Учитывая, что электромагнитные параметры  $\mu_1, \sigma_1, \varepsilon_1$  верхней среды считаются известными, а параметры  $\mu_2, \sigma_2, \varepsilon_2$  — искомыми, коэффициент отражения можно записать как

$$G = A_G(\mu_2, \sigma_2, \varepsilon_2)e^{j\Psi_G(\mu_2, \sigma_2, \varepsilon_2)}. \quad (14)$$

После подстановки выражение (10) для пришедшего в приёмник сигнала будет иметь вид

$$\Phi_2 = BA_G(\mu_2, \sigma_2, \varepsilon_2)e^{j\omega t} \cdot e^{j[\Psi + \Psi_G(\mu_2, \sigma_2, \varepsilon_2)]}. \quad (15)$$

Амплитуда и фаза пришедшего в приёмник сигнала несёт в себе информацию о контролируемых параметрах, что используется для решения поставленной задачи. Можно показать, что газовая среда практически не влияет на амплитуду отражённого сигнала, напротив, из (11) видно, что фаза отражённого сигнала напрямую и существенно зависит от частоты и конструкционных параметров и для диапазона частот  $\omega = 10^8$ – $10^{13}$  Гц и выбранных ранее геометрических параметров составит  $\Psi = 0,3$ – $0,3 \cdot 10^5$  рад,  $\varphi_1 = -(10^{-9}$ – $10^{-10})$  рад,  $V_\Phi \approx 3,0 \cdot 10^8$  м/с. Учитывая, что каждый из контролируемых параметров об-



те, которые наиболее точно совпадают с предыдущими. Несомненно, что задача выбора решений требует дополнительных исследований и может быть отработана на стадии калибровки прибора.

**Результаты расчётов.** Исследования зависимостей амплитуды и фазы отражённого сигнала от частоты показали, что при любых комбинациях контролируемых параметров с ростом частоты зондирующего сигнала амплитудная составляющая отражённого сигнала уменьшается, но фазовая составляющая увеличивается. Это объясняется не влиянием контролируемых параметров, а конструкционными параметрами, в частности расстоянием от излучателя до приёмника, так как увеличивается число волн, укладываемых на данном расстоянии. Система уравнений (18) иллюстрирует общий подход к решению задачи и определяет средние эффективные [14, 15] значения электромагнитных параметров в испытываемом диапазоне частот, в котором непосредственно сами контролируемые параметры мало зависят от частоты. Принимается допущение, что  $\varepsilon_2(\omega_i) \approx \varepsilon_2(\omega_{i+1})$ ,  $\sigma_2(\omega_i) \approx \sigma_2(\omega_{i+1})$ ,  $\mu_2(\omega_i) \approx \mu_2(\omega_{i+1})$ . Предполагается, что изменение сигналов происходит за счёт варьирования фазовой скорости, волнового сопротивления, коэффициента поглощения, которые, в свою очередь, зависят от частоты в соответствии с формулами (4)–(7). В общем случае все электромагнитные параметры обусловлены частотой и уравнений (18) недостаточно для определения искомых значений параметров для каждой из частот. Если один из параметров заранее известен и мало зависит от частоты, то для нахождения оставшихся двух параметров достаточно отсчёта амплитуды и фазы отражённого сигнала на одной частоте. Как правило, для углеродных и полупроводниковых наноматериалов  $\mu \approx 1,0$ , что облегчает решение задачи. В некоторых случаях возможно получение прямых аналитических выражений для вычисления искомых параметров. Из (13) найдём

$$\begin{aligned} Z_2(\omega_i) &= \frac{Z_1(\omega_i)[1 + G(\omega_i)]}{1 - G(\omega_i)} = \frac{Z_1(\omega_i)[1 + A_G e^{j\varphi_G}]}{1 - A_G e^{j\varphi_G}} = \\ &= \frac{Z_1(\omega_i)[1 + A(\omega_i)e^{j[\varphi(\omega_i) - \Psi(\omega_i)]}]}{1 - A(\omega_i)e^{j[\varphi(\omega_i) - \Psi(\omega_i)]}} = B_i e^{\varphi_i}, \end{aligned} \quad (19)$$

где  $B_i, \varphi_i$  определяются данными измерительной процедуры по формулам

$$B_i = \left| \frac{Z_1(\omega_i)[1 + A(\omega_i)e^{j[\varphi(\omega_i) - \Psi(\omega_i)]}]}{1 - A(\omega_i)e^{j[\varphi(\omega_i) - \Psi(\omega_i)]}} \right|; \quad \varphi_i = \arg \frac{Z_1(\omega_i)[1 + A(\omega_i)e^{j[\varphi(\omega_i) - \Psi(\omega_i)]}]}{1 - A(\omega_i)e^{j[\varphi(\omega_i) - \Psi(\omega_i)]}}. \quad (20)$$

Учитывая (3) и сравнивая модули и фазы, после преобразований будем иметь

$$\begin{cases} \mu_2^2(\omega_i)\omega_i^2 = B_i^4[\sigma_2^2(\omega_i) + \varepsilon_2^2(\omega_i)\omega_i^2], \\ \sigma_2(\omega_i) = \omega_i \varepsilon_2(\omega_i) \operatorname{tg} \varphi_i. \end{cases} \quad (21)$$

Из системы (21) получаются соотношения, связывающие между собой искомые параметры

$$\varepsilon_2(\omega_i) = \frac{\mu_2(\omega_i)}{B_i^2} \cos \varphi_i; \quad \sigma_2(\omega_i) = \omega_i \frac{\mu_2(\omega_i)}{B_i^2} \sin \varphi_i; \quad \mu_2(\omega_i) = \frac{B_i^2 \varepsilon_2(\omega_i)}{\cos \varphi_i}. \quad (22)$$

Выражения (22) позволяют определять электромагнитные параметры отражающей среды, если один из них известен. Например, для углеродных, кремниевых и германиевых соединений магнитная проницаемость близка к единице в рассматриваемом диапазоне частот

Данные измерительной процедуры	Отсчёты частоты	Вычисляемые параметры			Погрешность, %
		$\sigma$	$\varepsilon$	$\mu$	
$A(\omega_1) = 0,521, A(\omega_2) = 0,385$ $\varphi(\omega_1) = 2,558, \varphi(\omega_2) = 2,399$	$\omega_1 = 2 \cdot 10^8$ $\omega_2 = 4 \cdot 10^8$	$10^{-2}$	$1,796 \cdot 10^{-11}$	$1,281 \cdot 10^{-6}$	1,45
$A(\omega_1) = 0,521, A(\omega_2) = 0,442$ $\varphi(\omega_1) = 2,558, \varphi(\omega_2) = 2,462$	$\omega_1 = 2 \cdot 10^8$ $\omega_2 = 3 \cdot 10^8$	$9,66 \cdot 10^{-3}$	$1,71 \cdot 10^{-11}$	$1,22 \cdot 10^{-6}$	3,5
$A(\omega_1) = 0,574, A(\omega_2) = 0,376$ $\varphi(\omega_1) = 2,626, \varphi(\omega_2) = 2,389$	$\omega_1 = 1,5 \cdot 10^8$ $\omega_2 = 4,2 \cdot 10^8$	$9,516 \cdot 10^{-3}$	$1,682 \cdot 10^{-11}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	5

$\mu_2(\omega) \approx 1$ . В этом случае диэлектрическая проницаемость и проводимость на выбранной частоте находятся по первым двум формулам соотношений (22).

Предложенная методика измерений проверялась на численных примерах. Для эталонных значений  $\mu = 1,005\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$ ,  $\sigma = 10^{-4}$ ,  $\varepsilon = 4\varepsilon_0 = 3,542 \cdot 10^{-11}$  по формулам (5), (11), (15), (17) проводились вычисления амплитуды  $A_i$  и фазы  $\varphi_i$  отражённого сигнала на частотах, указанных в таблице. Затем полученные значения амплитуды и фазы, считающиеся данными измерительной процедуры, подставлялись в систему уравнений (20), которая решалась численными методами в программе Mathcad. Результаты решения показаны в таблице, из которой видно, что при разных комбинациях частот  $\omega_1, \omega_2$  результаты вычислений совпадают с эталонными значениями в рамках погрешности, не превышающей 5 %, что, в свою очередь, иллюстрирует достоверность и корректность изложенных теоретических положений.

Рассмотренная методика ещё на стадии математического описания предполагает изотропность контролируемого материала на границе отражения электромагнитной волны и не исключает возможности её применения к большинству известных композиционных материалов. Анизотропность материала по координатам требует дополнительных исследований, связанных с описанием коэффициента отражения электромагнитного сигнала от границы раздела сред. В любом случае приближённая взвешенная оценка электромагнитных параметров анизотропной отражающей среды, дающей некоторое суммарное отражение сигнала в заданном направлении, далеко не бесполезна для исследователей.

**Заключение.** Представленный в данной работе материал составляет теоретическое обоснование метода комплексной экспресс-диагностики электромагнитных параметров наноматериалов, основанного на обработке отражённого от контролируемого образца электромагнитного сигнала. Численное моделирование процедуры контроля, связанное с расчётом амплитуды и фазы отражённого сигнала при известных электромагнитных параметрах и решением обратной задачи — поиском электромагнитных параметров при известных параметрах отражённого сигнала, — подтвердило корректность математического описания. На базе метода могут быть построены различные измерительные схемы, конкретные методики и алгоритмы определения электромагнитных параметров тонких плёнок и наноматериалов. Бесконтактность и оперативность предложенного метода определяют его преимущества перед известными способами измерений.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Афонский А. А., Дьяконов В. П.** Электронные измерения в нанотехнологиях и микроэлектронике /Под ред. В. П. Дьяконова. М.: ДМК Пресс, 2011. 688 с.
2. **Шабатина Т. И., Голубев А. М.** Нанохимия и наноматериалы: Учеб. пособие. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2014. 64 с.



3. Алферов Ж. И., Асеев А. Л., Гапонов С. В. и др. Наноматериалы и нанотехнологии // Микросистемная техника. 2003. № 8. С. 3–13.
4. Мищенко С. В., Ткачев А. Г. Углеродные наноматериалы. Производство, свойства, применение. М.: Машиностроение, 2008. 320 с.
5. ГОСТ Р 54622-2011/ISO/TS 27687:2008. Нанотехнологии. Термины и определения нанообъектов. Наночастица, нановолокно и нанопластина. Введ. 01.07.2013.
6. ГОСТ Р 55723-2013/ISO/TS 12805:2011. Нанотехнологии. Руководство по определению характеристик промышленных нанообъектов. Введ. 01.09.2014.
7. Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Романов А. В. Комплексная диэлектрическая проницаемость композитов на основе диэлектрических матриц и входящих в их состав углеродных нанотрубок // Журнал технической физики. 2011. 81, вып. 1. С. 106–110.
8. Ильин А. П., Коршунов А. В., Перевезенцева Д. О., Толбанова Л. О. Диагностика нанопорошков и наноматериалов: Учеб. пособие. Томск: Изд-во ТПУ, 2008. 249 с.
9. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Т. IV. Оптика. М.: Физматлит, 2006. 792 с.
10. Рязанов М. И. Электродинамика конденсированного вещества. М.: Наука, 1984. 304 с.
11. Таблицы физических величин: Справочник /Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
12. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
13. Яворский Б. М., Детлаф А. А. Справочник по физике. М.: Наука, 1974. 942 с.
14. Нанотехнологии в электронике /Под ред. Ю. А. Чаплыгина. М.: Техносфера, 2013. Вып. 2. 688 с.
15. Суслиев В. И., Коровин Е. Ю. Оценка эффективной магнитной проницаемости композиционных радиоматериалов при достижении размеров частиц активной фазы нанометровой области // Докл. ТУСУР. 2010. № 2(22). Ч. 1. С. 175–177.

*Поступила в редакцию 25 июня 2015 г.*

---