

**В. В. Ячин, В. К. Киселев\*, Е. М. Кулешов\*, П. К. Нестеров\*, Т. Л. Зиненко\***

*Радиоастрономический институт НАН Украины*

*4, ул. Краснознаменная, Харьков, 61002, Украина*

E-mail: [yachin@rian.kharkov.ua](mailto:yachin@rian.kharkov.ua)

*\*Институт радиопроизводства и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины*

*12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина*

## РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ ПОВЕРХНОСТИ УГЛЕПЛАСТИКА (CFRP) В СУБТЕРАГЕРЦЕВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

В работе представлена новая рекурсивная схема нахождения устойчивого решения для задачи рассеяния электромагнитных волн на многослойной периодической структуре. Задача решена методом интегральных функционалов. Проведено сравнение рассчитанных при помощи метода интегральных функционалов частотных характеристик коэффициента отражения от образца углепластика (CFRP) с экспериментальными данными, полученными при помощи метода квазиоптической рефлектометрии в субтерагерцевом диапазоне частот при различных поляризациях и углах падения волны на образец. Полученные результаты могут послужить основой для построения более сложных моделей CFRP, включающих моделирование различных видов поверхностных загрязнений и помогут лучше интерпретировать данные рефлектометрии CFRP в терагерцевой области частот и усовершенствовать методы неразрушающего контроля углепластиков в этой области электромагнитного спектра. Ил. 5. Библиогр.: 14 назв.

**Ключевые слова:** рекурсивная схема, углепластик, периодическая многослойная структура, интегральные функционалы, субтерагерцевый диапазон, квазиоптический рефлектометр.

Композитные материалы, такие как углепластики, армированные углеродными волокнами (CFRP – carbon-fiber reinforced plastic), все шире используются в производстве благодаря ряду преимуществ этих материалов. Так, в области аэрокосмической техники [1, 2] повышается прочность и уменьшается вес изделий из углепластиков на 20–50 % по сравнению с традиционными. Это позволяет улучшить аэродинамические характеристики, снизить вес летательных аппаратов и, как следствие, существенно сэкономить горючее, снизить вредные выбросы в атмосферу и уменьшить эксплуатационные расходы. Кроме того, углепластики обладают высокой устойчивостью к коррозии. Для исследования качества углепластиков применяют различные методы неразрушающего контроля, такие как ультразвуковое сканирование, термография, радиография и др. [3]. Важной областью контроля является определение чистоты поверхности образцов CFRP как в процессе производства, так и эксплуатации. Одним из перспективных методов неразрушающего контроля поверхности CFRP-композиатов является рефлектометрия в терагерцевой (ТГц) области частот [4]. Для правильной физической интерпретации результатов, получаемых в ходе рефлектометрических измерений, необходимо иметь достаточно надежную математическую модель, описывающую связь параметров рассеянного электромагнитного излучения с геометрическими и электрофизическими характеристиками исследуемой CFRP-структуры.

Целью данной работы является построение новой численно-аналитической модели углепластика, объясняющей поведение рассеянного CFRP-образцом ТГц-излучения в зависимости от частоты, поляризации, угла падения излучения и

электрофизических и структурных параметров образца, и экспериментальная проверка полученных расчетных зависимостей.

Построение адекватной математической модели CFRP и разработка соответствующего расчетного инструмента откроет возможности для совершенствования методов ТГц-рефлектометрии применительно к задачам неразрушающего контроля качества поверхности углепластиков и, в частности, для оценки влияния различных видов загрязнений на адгезионные свойства CFRP.

**1. Моделирование рассеяния многослойной периодической структуры.** CFRP представляет собой квазипериодическую многослойную структуру в виде тонких (толщиной порядка 8 мкм) плотно уложенных слоев углеродных волокон с характерным расстоянием между соседними слоями около 10 мкм, погруженных в эпоксидную матрицу. С точки зрения электродинамики субТГц-области частот (0,1...0,2 ТГц) углепластик – это анизотропная среда, образованная набором одномерных дифракционных решеток из проводников с большой, но конечной проводимостью ( $\sigma \sim 10^4$  См/м) и периодом, значительно меньшим длины волны, погруженных в диэлектрическую среду, причем решетки близко прилегают друг к другу, т. е. нельзя пренебрегать полями межрешеточного взаимодействия.

Для построения модели рассеяния плоских электромагнитных волн на периодических структурах в частотной области используются различные методы [5–8]. При численном анализе многослойных периодических структур в частотной области возникают трудности нахождения устойчивого решения для рассеянных полей на структурах с толщиной, большей нескольких длин

волн. Эта проблема связана с требованием использования при решении задачи рассеяния большого числа собственных волн структуры [9–11].

Для решения задачи рассеяния мы использовали численный метод интегральных

функционалов в частотной области для многомерной задачи рассеяния. Этот метод основан на трехмерных интегральных уравнениях для эквивалентных электрического и магнитного поляризационных токов периодической среды.

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}) &= \vec{E}_0(\vec{r}) + \frac{1}{4\pi} (\nabla\nabla + k_0^2) \int_V G(\vec{r}, \vec{r}') \vec{J}^e(\vec{r}, \vec{r}') d\vec{r}' + \frac{ik_0}{4\pi} \nabla \int_V G(\vec{r}, \vec{r}') \vec{J}^h(\vec{r}, \vec{r}') d\vec{r}', \\ \vec{H}(\vec{r}) &= \vec{H}_0(\vec{r}) + \frac{1}{4\pi} (\nabla\nabla + k_0^2) \int_V G(\vec{r}, \vec{r}') \vec{J}^h(\vec{r}, \vec{r}') d\vec{r}' - \frac{ik_0}{4\pi} \nabla \int_V G(\vec{r}, \vec{r}') \vec{J}^e(\vec{r}, \vec{r}') d\vec{r}'. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $G(\vec{r}, \vec{r}') = \exp(ik|\vec{r} - \vec{r}'|)/|\vec{r} - \vec{r}'|$  – скалярная функция Грина для свободного пространства;  $\vec{E}_0(\vec{r})$  и  $\vec{H}_0(\vec{r})$  – векторы электрической и магнитной напряженностей падающего поля;  $k_0 = \omega(\epsilon_0\mu_0)^{1/2}$  – волновое число в свободном пространстве;  $V$  – объем рассеивающей структуры;  $r$  и  $r'$  обозначают положение точек наблюдения и источника соответственно.

Решение интегральных уравнений основано на использовании интегральных функционалов, связанных с токами поляризации, и метода Галеркина [7, 11]. Существование и единственность решения метода интегральных функционалов было показано в работе [12]. Метод позволяет решать задачи рассеяния на многослойных двоякопериодических структурах с различными конфигурациями периода (рис. 1).

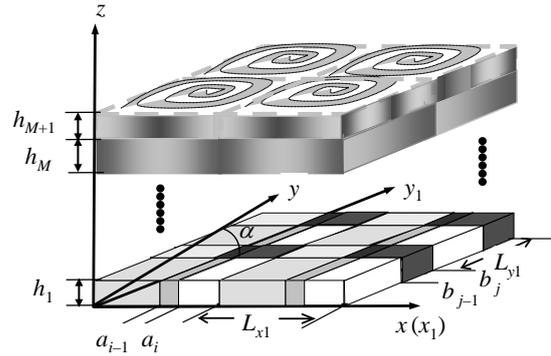


Рис. 1. Геометрия рассеивающей структуры

Используя принцип погашения [13] в качестве граничных условий, мы получаем алгебраическую систему уравнений с квадратной блочно-диагональной матрицей следующего вида:

$$\begin{aligned} -F_1 c_1^+ + Z_1 [e^{\lambda_1 h_1}] c_1^+ + F_1 [e^{-\lambda_1 h_1}] c_1^- &= -Z_1 c_1^- &= & b \\ & -Z_2 c_2^+ & -F_2 c_2^- & = & 0 \\ & -Z_2 c_2^+ & -Z_2 c_2^- & = & 0 \\ & Z_2 [e^{\lambda_2 h_2}] c_2^+ + F_2 [e^{-\lambda_2 h_2}] c_2^- & -Z_3 c_3^+ & -F_3 c_3^- & = & 0 \\ & F_2 [e^{\lambda_2 h_2}] c_2^+ + Z_2 [e^{-\lambda_2 h_2}] c_2^- & -F_3 c_3^+ & -Z_3 c_3^- & = & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ & Z_M [e^{\lambda_M h_M}] c_M^+ + F_M [e^{-\lambda_M h_M}] c_M^- & -Z_{M+1} c_{M+1}^+ & -F_{M+1} c_{M+1}^- & = & 0 \\ & F_M [e^{\lambda_M h_M}] c_M^+ + Z_M [e^{-\lambda_M h_M}] c_M^- & -F_{M+1} c_{M+1}^+ & -Z_{M+1} c_{M+1}^- & = & 0 \\ & & Z_{M+1} [e^{\lambda_{M+1} h_{M+1}}] c_{M+1}^+ + F_{M+1} [e^{-\lambda_{M+1} h_{M+1}}] c_{M+1}^- & = & 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где матрицы  $Z_m, F_m$  определяются из интегральных уравнений, эквивалентных уравнениям Максвелла [10];  $[e^{\pm \lambda_m h_m}]$  – диагональные матрицы, соответствующие собственным числам  $m$ -го участка разбиения с  $h_m = z_m - z_{m-1}$ ;  $c_m^\pm$  – векторы-столбцы неизвестных. Будем предполагать, что порядок матрицы системы соответствует количеству неизвестных  $c_m$ . Тогда из системы (2) коэффициенты  $c_m$  определяются однозначно, например методом Гаусса, за конечное число шагов.

Для задач нахождения коэффициентов отражения и прохождения при рассеянии электромагнитной волны от периодической структуры не требуется знание всех значений  $c_m$ , достаточно знать значения неизвестных первого  $c_1^\pm$  и последнего  $c_{M+1}^\pm$  участка разбиения. Для этого мы можем воспользоваться так называемым методом  $T$ -матриц (от англ. – «transmittance»). Так, из второй и третьей блочной строки алгебраической системы (2) мы можем записать

$$\begin{pmatrix} c^{1+} \\ c^{1-} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} [e^{\lambda_1 h_1}] & 0 \\ 0 & [e^{\lambda_1 h_1}] \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} Z_1 & F_1 \\ F_1 & Z_1 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} Z_2 & F_2 \\ F_2 & Z_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c^{2+} \\ c^{2-} \end{pmatrix} = T_1 \begin{pmatrix} Z_2 & F_2 \\ F_2 & Z_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c^{2+} \\ c^{2-} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Продолжая последовательно такую же операцию с нижеследующими блочными строками матрицы (2), приходим к рекурсивной схеме

$$\begin{pmatrix} c^{1+} \\ c^{1-} \end{pmatrix} = T_1 \dots T_m \dots T_{M+1} \begin{pmatrix} c^{M+1+} \\ c^{M+1-} \end{pmatrix}, \text{ где } T_m = \begin{pmatrix} Z_m & F_m \\ F_m & Z_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} [e^{\lambda_m h_m}] & 0 \\ 0 & [e^{\lambda_m h_m}] \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} Z_m & F_m \\ F_m & Z_m \end{pmatrix}^{-1}, \quad m \in [2, \dots, M]. \quad (4)$$

Хотя этот метод, назовем его «прямым методом  $T$ -матриц», наиболее прост в реализации, он, как известно [9–10] не обладает численной устойчивостью, так как в алгоритме присутствует циклическая операция умножения на диагональную матрицу с очень большими и очень малыми диагональными элементами, что ведет к плохо обусловленным матрицам и в конечном итоге к потере точности вычисления. Идея улучшения точности вычисления состоит в следующем: используя матричные алгебраические преобразования, мы получаем алгоритм, где обращаются матрицы, состоящие из суммы хорошо обусловленной матрицы и матрицы, содержащей убывающие экспоненты. Ниже мы предлагаем устойчивый метод, назовем его «непрямой метод  $T$ -матриц»,

и метод, использующий на одном шаге рекурсии меньшее количество обращений матриц, чем схема на основе  $S$ -матриц, продемонстрированная в работе [10], а, следовательно, менее затратный. Метод заключается в следующем. Представим блочные строки 2–5 матрицы (2) в виде

$$\begin{pmatrix} Z_1 & F_1 [e^{-\lambda_1 h_1}] \\ F_1 & Z_1 [e^{-\lambda_1 h_1}] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{c}_1^+ \\ \bar{c}_1^- \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} Z_2 [e^{-\lambda_2 h_2}] & F_2 \\ F_2 [e^{-\lambda_2 h_2}] & Z_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{c}_2^+ \\ \bar{c}_2^- \end{pmatrix} = 0; \quad (5)$$

$$\begin{pmatrix} Z_2 & F_2 [e^{-\lambda_2 h_2}] \\ F_2 & Z_2 [e^{-\lambda_2 h_2}] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{c}_2^+ \\ \bar{c}_2^- \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} Z_3 [e^{-\lambda_3 h_3}] & F_3 \\ F_3 [e^{-\lambda_3 h_3}] & Z_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{c}_3^+ \\ \bar{c}_3^- \end{pmatrix} = 0. \quad (6)$$

Умножая (6) слева на матрицу  $\begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}$ , сложим с (5) и в результате получим

$$\begin{pmatrix} Z_1 & F_1 [e^{-\lambda_1 h_1}] \\ F_1 & Z_1 [e^{-\lambda_1 h_1}] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{c}_1^+ \\ \bar{c}_1^- \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} Z_2 [e^{-\lambda_2 h_2}] & -F_2 \\ -F_2 [e^{-\lambda_2 h_2}] & -Z_2 \end{pmatrix} (\bar{c}_2^+ - \bar{c}_2^-) - \begin{pmatrix} F_3 [e^{-\lambda_3 h_3}] & Z_3 \\ Z_3 [e^{-\lambda_3 h_3}] & F_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{c}_3^+ \\ \bar{c}_3^- \end{pmatrix} = 0. \quad (7)$$

Вычтем из (5) выражение (6), умноженное слева на  $\begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}$ :

$$\begin{pmatrix} Z_1 & F_1 [e^{-\lambda_1 h_1}] \\ F_1 & Z_1 [e^{-\lambda_1 h_1}] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{c}_1^+ \\ \bar{c}_1^- \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} Z_2 [e^{-\lambda_2 h_2}] & -F_2 \\ -F_2 [e^{-\lambda_2 h_2}] & -Z_2 \end{pmatrix} (\bar{c}_2^+ - \bar{c}_2^-) - \begin{pmatrix} F_3 [e^{-\lambda_3 h_3}] & Z_3 \\ Z_3 [e^{-\lambda_3 h_3}] & F_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{c}_3^+ \\ \bar{c}_3^- \end{pmatrix} = 0. \quad (8)$$

Тогда в результате исключения из левой части равенств (7) и (8) среднего матричного слагаемого получаем выражение

$$\begin{pmatrix} Z_1 & F_1 [e^{-\lambda_1 h_1}] \\ F_1 & Z_1 [e^{-\lambda_1 h_1}] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{c}_1^+ \\ \bar{c}_1^- \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} Z_2 [e^{-\lambda_2 h_2}] & -F_2 \\ -F_2 [e^{-\lambda_2 h_2}] & -Z_2 \end{pmatrix} (\bar{c}_2^+ - \bar{c}_2^-) - \begin{pmatrix} F_3 [e^{-\lambda_3 h_3}] & Z_3 \\ Z_3 [e^{-\lambda_3 h_3}] & F_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{c}_3^+ \\ \bar{c}_3^- \end{pmatrix} = 0, \quad (9)$$

где  $\bar{c}_m^+ = c_m^+ [e^{\lambda_m h_m}]$ ;  $G_m = (F_m [e^{-\lambda_m h_m}] - Z_m)$ ;  $S_m = (Z_m [e^{-\lambda_m h_m}] - F_m)$ ;  $P_m = (F_m [e^{-\lambda_m h_m}] + Z_m)$ ;  $U_m = (Z_m [e^{-\lambda_m h_m}] + F_m)$ ;  $G_m^{-1}$ ,  $S_m^{-1}$ ,  $P_m^{-1}$ ,  $U_m^{-1}$  – хорошо обусловленные матрицы. Обобщая данную последовательность действий для  $m$ -го шага, получаем рекурсивную схему следующего вида:

$$\begin{pmatrix} V_{11}^m & V_{12}^m \\ V_{21}^m & V_{22}^m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_1 & F_1 [e^{-\lambda_1 h_1}] \\ F_1 & Z_1 [e^{-\lambda_1 h_1}] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{c}_1^+ \\ \bar{c}_1^- \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} W_{11}^m & W_{12}^m \\ W_{21}^m & W_{22}^m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_{m+1} [e^{-\lambda_{m+1} h_{m+1}}] & F_{m+1} \\ F_{m+1} [e^{-\lambda_{m+1} h_{m+1}}] & Z_{m+1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{c}_{m+1}^+ \\ \bar{c}_{m+1}^- \end{pmatrix} = 0, \quad (10)$$

где

$$V_{11}^m = (W_{11}^{m-1} G_m + W_{12}^{m-1} S_m)^{-1} V_{11}^{m-1} - (W_{21}^{m-1} G_m + W_{22}^{m-1} S_m)^{-1} V_{21}^{m-1};$$

$$\begin{aligned}
 V_{21}^m &= (W_{11}^{m-1}U_m + W_{12}^{m-1}P_m)^{-1}V_{11}^{m-1} - (W_{21}^{m-1}U_m + W_{22}^{m-1}P_m)^{-1}V_{21}^{m-1}; \\
 V_{12}^m &= (W_{11}^{m-1}G_m + W_{12}^{m-1}S_m)^{-1}V_{12}^{m-1} - (W_{21}^{m-1}G_m + W_{22}^{m-1}S_m)^{-1}V_{22}^{m-1}; \\
 V_{22}^m &= (W_{11}^{m-1}U_m + W_{12}^{m-1}P_m)^{-1}V_{12}^{m-1} - (W_{21}^{m-1}U_m + W_{22}^{m-1}P_m)^{-1}V_{22}^{m-1}; \\
 W_{11}^m &= (W_{21}^{m-1}G_m + W_{22}^{m-1}S_m)^{-1}W_{22}^{m-1} - (W_{11}^{m-1}G_m + W_{12}^{m-1}S_m)^{-1}W_{12}^{m-1}; \\
 W_{21}^m &= (W_{11}^{m-1}U_m + W_{12}^{m-1}P_m)^{-1}W_{12}^{m-1} - (W_{21}^{m-1}U_m + W_{22}^{m-1}P_m)^{-1}W_{22}^{m-1}; \\
 W_{12}^m &= (W_{21}^{m-1}G_m + W_{22}^{m-1}S_m)^{-1}W_{21}^{m-1} - (W_{11}^{m-1}G_m + W_{12}^{m-1}S_m)^{-1}W_{11}^{m-1}; \\
 W_{22}^m &= (W_{11}^{m-1}U_m + W_{12}^{m-1}P_m)^{-1}W_{11}^{m-1} - (W_{21}^{m-1}U_m + W_{22}^{m-1}P_m)^{-1}W_{21}^{m-1}.
 \end{aligned}$$

Считаем, что рекурсия начинается, когда система состоит из двух и более слоев, тогда  $V^1 = I$ ,  $W^1 = I$ .

**2. Численные результаты, сравнение с экспериментом.** На рис. 2, а представлено схематическое изображение модели CFRP-образца, используемой при расчетах.

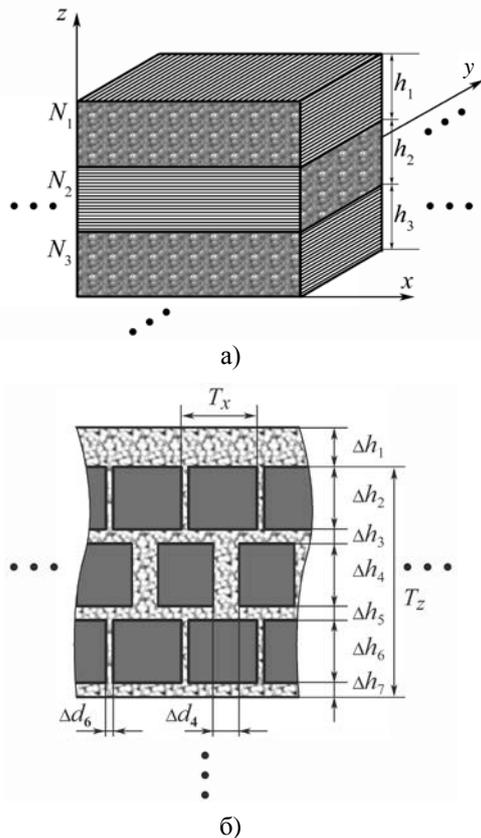


Рис. 2. Геометрия CFRP-образца (а), поперечное сечение периодической ячейки (б)

Она состоит из трех слоев ( $N_1, N_2, N_3$ ). Каждый слой включает 48 субслоев, содержащих периодически плотно расположенные в эпоксидной смоле углеродные волокна. Направление волокон слоя  $N_2$  составляет угол  $90^\circ$  с направлениями волокон слоев  $N_1$  и  $N_3$ .

На рис. 2, б изображена периодическая ячейка структуры с периодом  $T_x$  и  $T_z$  вдоль  $x$  и

$z$  осей. Углеродные волокна модели имеют прямоугольные поперечные сечения, обозначенные темными прямоугольниками, хотя реальные волокна имеют круговую форму сечения. Такое допущение физически оправдано, так как форма сечения не играет существенной роли, когда поперечный размер волокна пренебрежимо мал по сравнению с длиной волны (именно этот случай имеет место в данной работе), а прямоугольная форма волокон позволяет упростить расчеты.

Для экспериментальной проверки теории использовались два квазиоптических рефлектометра: рефлектометр для диапазона частот  $0,11 \dots 0,17$  ТГц на основе лучеводных компонентов и векторного анализатора цепей R4402R, описанный нами ранее в работе [14], и рефлектометр для диапазона частот  $0,17 \dots 0,22$  ТГц на основе лучеводных компонентов и скалярного анализатора цепей P2-139, описанный нами в работе [4].

На рис. 3 приведены теоретические и экспериментальные зависимости коэффициента отражения падающего поля для образца CFRP от частоты для двух случаев: плоскость поляризации облучающей волны (направление ее электрического вектора) параллельна направлению углеродных волокон верхнего слоя образца (случай E-поляризации); плоскость поляризации облучающей волны ориентирована ортогонально направлению углеродных волокон верхнего слоя образца (случай H-поляризации).

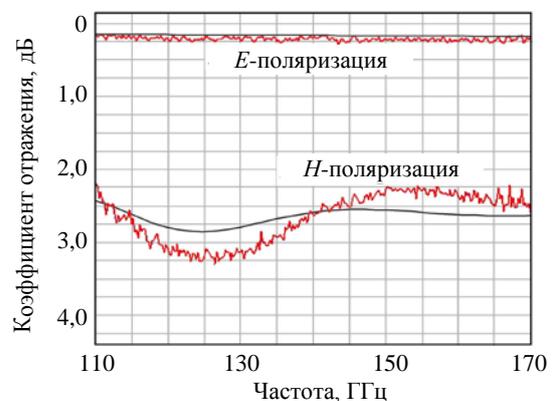


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения от частоты при нормальном падении плоской волны на образец CFRP

Теоретические расчеты были проведены для следующих параметров структуры: толщина слоев  $h_1 = h_2 = h_3 = 0,515$  мм,  $\Delta h_1 = 0,035$  мм,  $\Delta h_2 = \Delta h_4 = \Delta h_6 = 0,0081$  мм,  $\Delta h_3 = \Delta h_5 = \Delta h_7 = 0,0019$  мм,  $\Delta d_6 = 0,035T_x$ ,  $\Delta d_4 = 0,35T_x$ ,  $T_x = 0,013$  мм, коэффициенты диэлектрической проницаемости угле-

рода и эпоксидной смолы  $\varepsilon_{угл.} = 10 + i10^4$  и  $\varepsilon_{эп.} = 2,7 + i0,05$  соответственно. Сценарию, при котором направление углеродных волокон верхнего слоя образца *CFRP* ортогонально, а вектор  $E$  падающего поля параллелен плоскости падения (*PH*-сценарий) соответствует рис. 4, а.

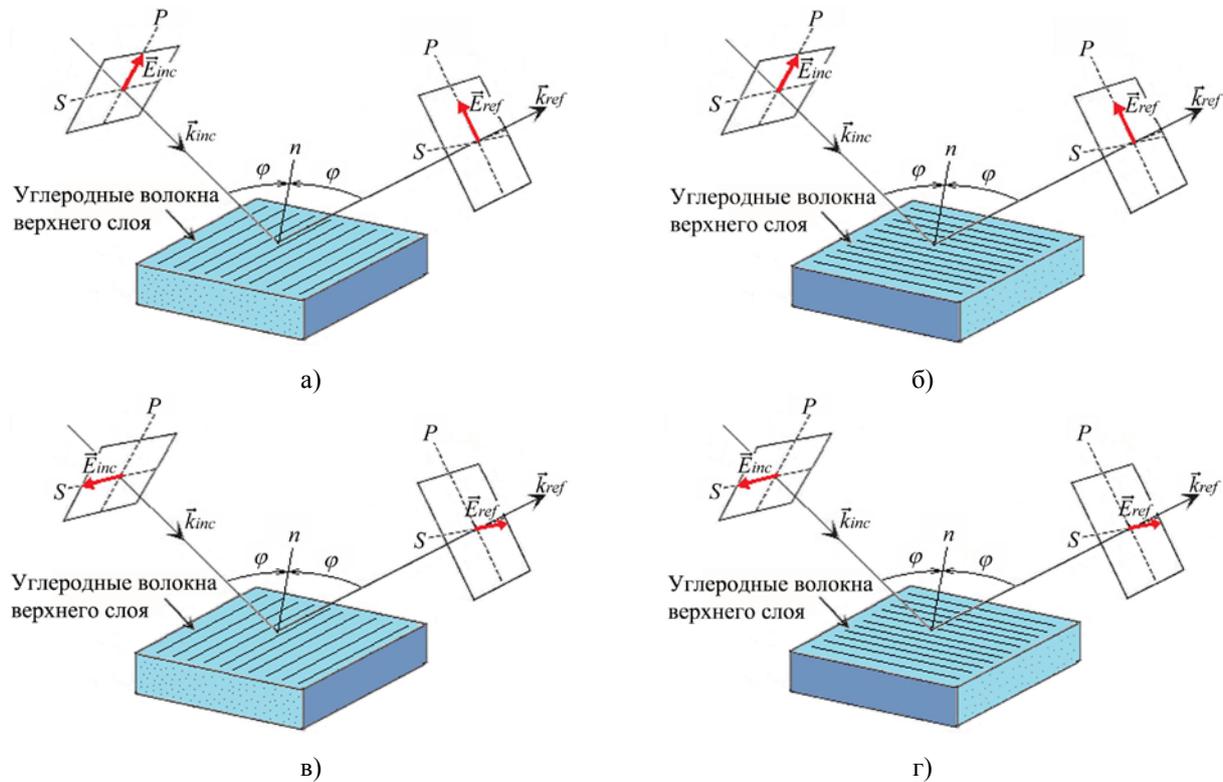


Рис. 4. Сценарии облучения образца *CFRP* линейно поляризованным пучком: а) – *PH*-сценарий; б) – *PE*-сценарий; в) – *SE*-сценарий; г) – *SH*-сценарий

Сценарию, при котором направление углеродных волокон верхнего слоя *CFRP*-образца и вектор  $E$  ортогональны плоскости падения (*SE*-сценарий) соответствует рис. 4, б. Для двух других возможных (*PE*) и (*SH*) сценариев направление углеродных волокон верхнего слоя образца параллельно плоскости падения.

Использование 55 мод в разложении рассеянного поля в ряды Флоке-Фурье обеспечило точность решения до третьего знака после запятой. Вполне удовлетворительное совпадение теоретических и экспериментальных результатов демонстрирует рис. 3. Численный эксперимент показал, что минимум кривой (125 ГГц) для случая *H*-поляризации зависит от толщины первой пластины и связан с интерференцией между волнами, отраженными от ее нижней и верхней границ. В случае *E*-поляризации волна практически полностью отражается от верхнего слоя и амплитудно-частотная зависимость отраженного от *CFRP*-излучения носит равномерный характер.

При облучении *CFRP*-образца при углах, отличных от нормального, имеют место четыре характерных сценария, представленные на рис. 4.

На рис. 5 представлены расчетные и экспериментальные зависимости коэффициента отражения от частоты при различных углах падения волны для различных сценариев облучения. Очевидно, что при увеличении угла падения коэффициент отражения уменьшается в случае *PH*-сценария, в то время как в случае *SH*-сценария ситуация противоположная. Коэффициенты отражения почти не зависят от угла падения и частоты в случае *PE*- и *SE*-сценариев вследствие большой проводимости и высокой плотности расположения волокон.

**Выводы.** Методом интегральных функционалов решена задача рассеяния плоской волны на многослойной двоякопериодической структуре. Предложена новая устойчивая рекурсивная схема нахождения коэффициентов рассеяния для структуры, состоящей из  $N$ -слоев. На основе полученно-

го решения промоделировано взаимодействие электромагнитной волны с образцом авиационного углепластика, состоящего из трех скрещенных

слоев, каждый из которых включает 48 подслоев периодически расположенных углеродных волокон, погруженных в эпоксидную матрицу.

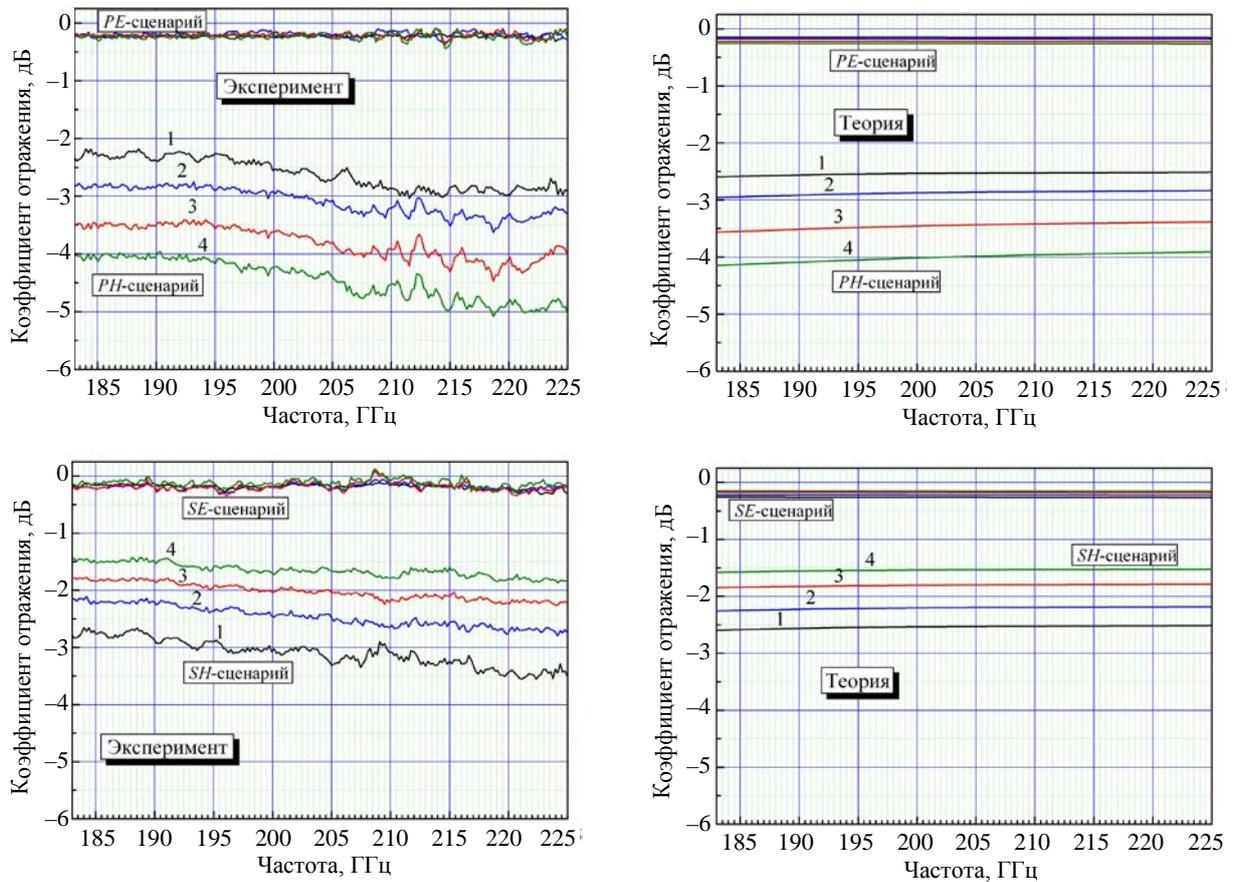


Рис. 5. Сравнение теоретических и экспериментальных зависимостей коэффициента отражения от частоты при различных углах падения волны на образец CFRP: 1 – 0°; 2 – 30°; 3 – 45°; 4 – 53°

Получено удовлетворительное совпадение теоретически просчитанных коэффициентов отражения для различных сценариев облучения и определенных экспериментально методом рефлектометрии в субТГц-области частот. Полученные результаты могут послужить основой для построения более сложных моделей CFRP, включающих моделирование различных видов поверхностных загрязнений, которые помогут лучше интерпретировать данные рефлектометрии CFRP в ТГц-области частот и усовершенствовать методы неразрушающего контроля углепластиков в этой области электромагнитного спектра.

Работа была проведена при поддержке 7-ой рамочной программы Европейского Союза (FP7/2007-2013, грант № 266226).

#### Библиографический список

1. Baker A. A. Composite Materials for Aircraft Structures / A. A. Baker, S. Dutton, D. Kelly. – 2-d ed. – Reston: AIAA

(American Institute of Aeronautics & Astronautics), 2004. – 400 p.  
 2. Briggs A. Review: Carbon fiber-reinforcement / A. Briggs // J. of Material Science. – 1977. – 32, N 12. – P. 384–404.  
 3. Soares C. A. M. Mechanics of composite materials and structures / C. A. M. Soares, Cristóvão M. Mota Soares, Manuel J. M. Freitas. – Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1999. – 512 p.  
 4. Sub-Terahertz Quasi-optical Reflectometer for CFRP Surface Inspection / V. I. Bezborodov, V. K. Kiseliyov, Ye. M. Kuleshov et al. // Advanced Materials Research. – 2013. – 664. – P. 547–550.  
 5. Pendry B. J. Photonic band structures / B. J. Pendry // J. Mod. Opt. – 1994. – 41, Iss. 2. – P. 209–229.  
 6. Pendry B. J. Calculating photonic band structures/ B. J. Pendry // J. Phys. Condens. Matter. – 1996. – 8, N 9 – P. 1085–1108.  
 7. Li L. Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures / L. Li // J. Opt. Soc. Am. A. – 1996. – 13, N 9. – P. 1870–1876.  
 8. Moharam M. G. Rigorous coupled wave analysis of metallic diffraction gratings / M. G. Moharam, T. K. Gaylord // J. Opt. Soc. Am. A. – 1986. – 11, N 3. – P. 1780–1787.  
 9. Li L. Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings/ L. Li // J. Opt. Soc. Am. A. – 1996. – 13, N 5. – P. 1024–1035.

10. Li L. Note on the  $S$ -matrix propagation algorithm / L. Li // J. Opt. Soc. Am. A. – 2003. – 20, N 4. – P. 655–660.
11. Yachin V. Method of integral functionals for electromagnetic wave scattering from a double-periodic magnetodielectric layers / V. Yachin, K. Yasumoto // J. Opt. Soc. Am. A. – 2007. – 24, N 11. – P. 3606–3618.
12. Yachin V. Substantiation of the field functional method as applied to scattering by a doubly periodic magnetodielectric structure / V. Yachin // Computational Mathematics and Mathematical Physics. – 2006. – 46, N 91. – P. 1668–1673.
13. Хижняк Н. А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики / А. Н. Хижняк. – К.: Наук. думка, 1986. – 280 с.
14. Evaluation of the influence of defects on the quality of composites using a quasi-optical polarization-frequency reflectometry in sub-terahertz domain / V. I. Bezborodov, V. K. Kiseliyov, Ye. M. Kuleshov et al. // Telecommunication and Radio Engineering. – 2013. – 72, N 10 (to be published).

*Рукопись поступила 30.05.2013 г.*

V. V. Yachin, V. K. Kiseliyov, E. M. Kuleshov,  
P. K. Nesterov, T. L. Zinenko

REFLECTOMETRY OF CARBON-FILLED  
PLASTIC (CFRP) SURFACE  
IN SUBTERAHERTZ FREQUENCY RANGE:  
THEORY AND EXPERIMENT

A new recursive algorithm for the stable solution of the problem of electromagnetic wave scattering from multilayered periodical structure has been developed. The problem has been solved by the method of integral functionals. The comparison between the frequency response of reflection coefficients for carbon fiber reinforced plastic sample obtained by the method of integral functionals and by the method of polarization frequency reflectometry in sub THz frequency range at different incidence

angles and polarizations has been conducted. These results can serve as a basis for the development of more complicated CFRP models including a simulation of different types of CFRP surface contaminations. It can help to interpret the reflectometry results in THz frequency range and improve non-destructive testing methods for carbon-filled plastics at this frequency range.

**Key words:** recursive scheme, carbon fiber, periodic multilayer structure, integral functional, sub terahertz range, quasi-optical reflectometer.

В. В. Ячин, В. К. Кисельов, Є. М. Кулешов,  
П. К. Нестеров, Т. Л. Зіненко

РЕФЛЕКТОМЕТРІЯ ПОВЕРХНІ  
ВУГЛЕПЛАСТИКА (CFRP)  
У СУБТЕРАГЕРЦОВОМУ ДІАПАЗОНІ ЧАСТОТ:  
ТЕОРІЯ І ЕКСПЕРИМЕНТ

У роботі представлено нову рекурсивну схему знаходження сталого рішення для задачі розсіяння електромагнітних хвиль на багат шаровій періодичній структурі. Задача розв'язана методом інтегральних функціоналів. Проведено порівняння розрахованих за допомогою методу інтегральних функціоналів частотних характеристик коефіцієнта відбиття від зразка вуглепластика (CFRP) з експериментальними даними, отриманими за допомогою методу квазіоптичної рефлектометрії в субтерагерцовому діапазоні частот при різних поляризаціях і кутах падіння хвилі на зразок. Отримані результати можуть послужити основою для побудови більш складних моделей CFRP, що включають моделювання різних видів поверхневих забруднень та допоможуть краще інтерпретувати дані рефлектометрії CFRP в терагерцовій області частот і удосконалити методи неруйнівного контролю вуглепластиків в цій області електромагнітного спектра.

**Ключові слова:** рекурсивна схема, вуглепластик, періодична багат шарова структура, інтегральні функціонали, субтерагерцовий діапазон, квазіоптичний рефлектометр.