

УДК 535.32

О. А. Голованов, Г. С. Макеева, Д. Н. Ширишиков, Г. Г. Горлов

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ КОМПЛЕКСНОЙ ЭФФЕКТИВНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ НАНОКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ МАССИВОВ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК В ДИАПАЗОНЕ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Аннотация.

Актуальность и цели. Наноструктурные материалы на основе углеродных нанотрубок (УНТ) благодаря электронным свойствам УНТ играют важную роль в создании материалов для поглощения и экранирования электромагнитного излучения СВЧ. Целью данной работы является теоретическое исследование взаимодействия электромагнитных волн с массивами ориентированных УНТ и расчет эффективной диэлектрической проницаемости анизотропных нанокomпозитов на УНТ в СВЧ-диапазоне на основе математического моделирования электродинамического уровня строгости.

Материалы и методы. Методом автономных блоков с каналами Флоке проведено математическое моделирование распространения электромагнитных волн в периодических 3D-решетках ориентированных УНТ в диапазоне СВЧ. Вычислительный алгоритм решения краевой 3D-задачи дифракции для определения матрицы проводимости автономных блоков с каналами Флоке в виде прямоугольного параллелепипеда, содержащего УНТ, построен проекционным методом Галеркина. Разработана методика электродинамического расчета эффективной диэлектрической проницаемости нанокomпозита на основе УНТ, базирующаяся на теории эффективной среды.

Результаты. Получены результаты электродинамического расчета частотных зависимостей действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости нанокomпозита на основе УНТ в диапазоне частот 2–5 ГГц для различной ориентации вектора электрического поля E волны к оси УНТ при различном соотношении объема УНТ к общему объему композита.

Выводы. Показано, что степень ослабления СВЧ-излучения за счет поглощения массивом УНТ, существенно возрастает при увеличении проводимости УНТ, фактора заполнения композита УНТ, изменяется в зависимости от взаимной ориентации вектора электрического поля E волны и осей УНТ и при параллельной ориентации E в сравнении с ортогональной увеличивается.

Ключевые слова: углеродные нанотрубки, нанокomпозит, эффективная диэлектрическая проницаемость, распространение, электромагнитные волны, автономные блоки.

O. A. Golovanov, G. S. Makeeva, D. N. Shirshikov, G. G. Gorlov

ELECTRODYNAMIC CALCULATION OF THE COMPLEX EFFECTIVE PERMEABILITY OF NANOCOMPOSITES BASED ON THE ARRAYS OF CARBON NANOTUBES IN THE MICROWAVE FREQUENCY RANGE

Abstract.

Background. The nanostructured materials, based on carbon nanotubes (CNTs), have attracted a special interest due applications thereof in the fields of microwave absorption and shielding. The goal of the present work is the theoretical research of

interaction of electromagnetic waves with arrays of CNTs and the calculation of the effective permeability for the anisotropic CNT nanocomposites in the microwave frequency range using mathematical modeling at the electrodynamic level of rigor.

Materials and methods. Using the numerical method of autonomous blocks with Floquet channels (FABs) the authors carried out mathematical modeling of propagation of electromagnetic waves in the 3D- periodic arrays of CNTs at microwaves. The computational algorithm for determining the conductivity matrix of FAB in the form of a rectangular parallelepipeds, containing CNT, was developed to solve 3D-diffraction boundary problem using the Galerkin's projection method. The methodology of calculation of the effective permeability of nanocomposites based on the arrays of CNTs was developed based on the effective medium theory.

Results. The authors obtained the results of electrodynamic calculation of the frequency dependencies of the complex effective permeability for the CNT nanocomposites, at different orientation of the rf electric field of the wave with respect to CNT axis depending on the CNT filling factor of materials at microwave frequencies of 2–5 GHz.

Conclusions. It is shown that the dielectric losses and the absorption in arrays of CNTs increase due to the conductivity of CNTs, the CNT filling factor of materials, change depending on the orientation of the rf electric field of wave with respect to CNT axis and increase with parallel orientation in comparison with the orthogonal one.

Key words: carbon nanotubes, nanocomposite, effective permeability, electromagnetic waves, propagation, autonomous blocks

Введение

Развитие устройств СВЧ-радиоэлектроники и увеличение их мощности обуславливает актуальность разработки новых материалов для уменьшения помех и обеспечения электромагнитной совместимости. Важную роль в этих областях приобретают материалы, эффективно поглощающие СВЧ-излучение. Радиопоглощающие материалы СВЧ-диапазона являются также незаменимыми в радиолокации и специальной технике.

Особый интерес для создания высокоэффективных систем защиты от электромагнитного излучения СВЧ представляют наноккомпозиты на основе углеродных нанотрубок (УНТ) [1–3], благодаря их низкому удельному весу и соответствующим электронным свойствам.

Углеродные нанотрубки характеризуются высокими значениями удельной поверхностной проводимости и аспектного отношения размеров (длины и диаметра УНТ l/d), они сильно анизотропны, их характеристики (включая и электродинамические) отличаются в продольном и поперечном направлении УНТ [1].

В работе [3] представлены результаты экспериментальных исследований взаимодействия электромагнитного излучения с массивом вертикально ориентированных многослойных УНТ (рис. 1). Исследованы характеристики экранирования массивом вертикально ориентированных УНТ при различной ориентации нанотрубок относительно вектора электрического поля E электромагнитной волны и УНТ, изотропно распределенными в эпоксидной матрице. Экспериментальные исследования коэффициента ослабления выполнялись при различной ориентации УНТ в волноводе, т.е. при распространении электромагнитной волны вдоль оси УНТ и в направлении, перпендикулярном оси УНТ. Обнаружено, что величина ослабления электромагнитного излучения массивом УНТ достаточно высока и изменяется в пределах от 25 до 38 дБ

(при толщине образца 1 мм в волноводе) в зависимости от взаимной ориентации вектора электрического поля волны и осей УНТ [3].

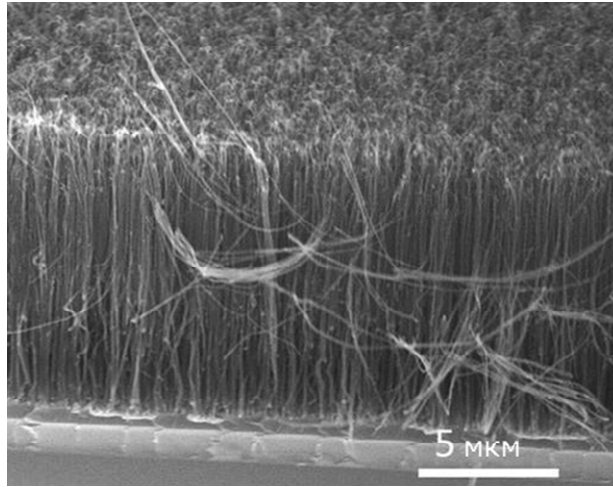


Рис. 1. Массив углеродных нанотрубок [1]

В этой связи актуальной является задача построения математической модели электродинамического уровня строгости и разработки вычислительных алгоритмов, позволяющих рассчитать эффективную диэлектрическую проницаемость нанокомпозитов в СВЧ-диапазоне.

1. Математическая модель

Нанокомпозит на основе массива периодической 3D-решетки ориентированных УНТ рассматриваем как периодическую 3D-наноструктуру (рис. 2,а). Элементарная ячейка периодической 3D-наноструктуры моделируется автономным блоком, содержащим углеродную нанотрубку, и виртуальными каналами Флоке на гранях (ФАБ) (рис. 2,б).

Сложная структура наноматериала требует определения дескриптора ФАБ, содержащего УНТ. Дескриптор (в линейном приближении в виде матрицы рассеяния R или проводимости Y) ФАБ определяем из решения краевой 3D-задачи дифракции проекционным методом Галеркина.

Построим вычислительный алгоритм решения краевой 3D-задачи дифракции для определения матрицы проводимости Y ФАБ в виде прямоугольного параллелепипеда, содержащего УНТ (рис. 3).

Запишем систему уравнений для областей ФАБ, используя кусочно-неоднородную функцию заполнения полости ФАБ (прямоугольного параллелепипеда):

$$\begin{cases} \text{rot } \vec{H} = i\omega \tilde{\epsilon} \vec{E}, \\ \text{rot } \vec{E} = -i\omega \mu_0 \vec{H}, \end{cases} \quad (1)$$

где

$$\tilde{\epsilon} = \begin{cases} \epsilon, & \text{в } V_{\text{УНТ}}, \\ \epsilon_0, & \text{в } V_0 - V_{\text{УНТ}}, \end{cases}$$

ϵ – диэлектрическая проницаемость УНТ; $\vec{E}$, $\vec{H}$ – векторы напряженности электрического и магнитного поля; ϵ_0 , μ_0 – электрическая и магнитная постоянные.

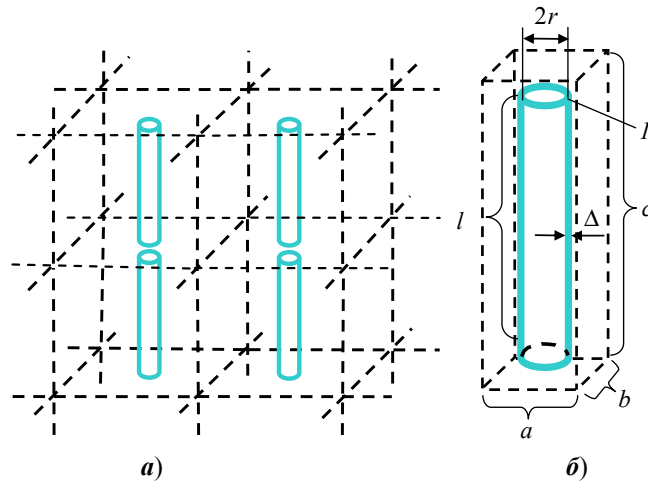


Рис. 2. Расчетная схема математической модели композита на основе углеродных нанотрубок: **a** – периодическая 3D-структура композита; **б** – моделирование ячейки периодической 3D-наноструктуры автономным блоком с каналами Флоке: l – углеродные нанотрубки; a , b , c – геометрические размеры ФАБ

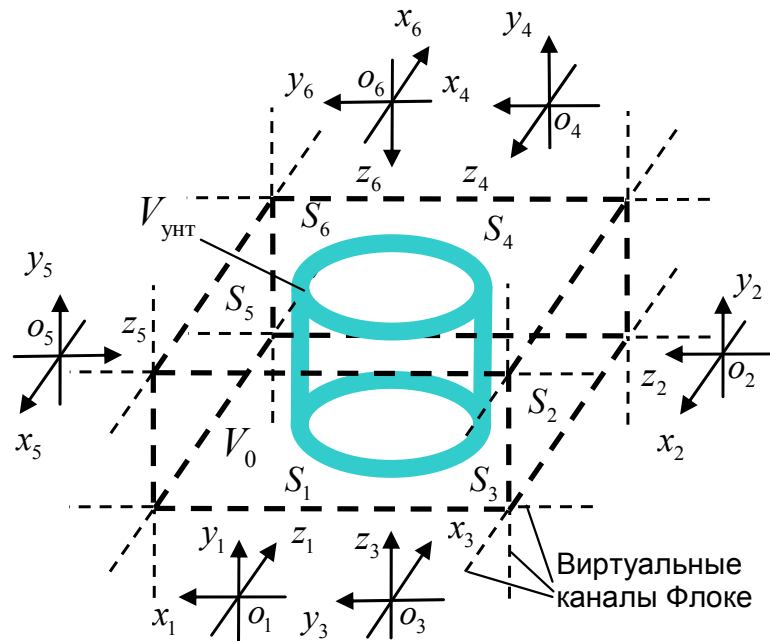


Рис. 3. Автономный блок в виде прямоугольного параллелепипеда, содержащего УНТ, и виртуальными каналами Флоке на гранях:

V_0 – основная область ФАБ, $V_{\text{УНТ}}$ – область УНТ,

$o_\alpha x_\alpha y_\alpha z_\alpha$ ($\alpha = 1, 2, \dots, 6$) – локальные системы координат для сечений S_α

Построим проекционную модель [4] для системы дифференциальных уравнений (4). Сформулируем вспомогательную краевую задачу на собственные значения (частоты) [4] для прямоугольного резонатора с геометрическими размерами основной области ФАБ (область V_0 на рис. 3):

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H}_k &= i \omega_k \varepsilon_0 \vec{E}_k; \\ \operatorname{rot} \vec{E}_k &= -i \omega_k \mu_0 \vec{H}_k \end{aligned} \right\} \text{ в области } V_0, \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}_k(S_1) &= \vec{E}_k(S_4), \quad \vec{H}_k(S_1) = \vec{H}_k(S_4); \\ \vec{E}_k(S_2) &= \vec{E}_k(S_5), \quad \vec{H}_k(S_2) = \vec{H}_k(S_5); \\ \vec{E}_k(S_3) &= \vec{E}_k(S_6), \quad \vec{H}_k(S_3) = \vec{H}_k(S_6) \end{aligned} \right\} \text{ на гранях,}$$

где ω_k – собственные частоты резонатора; $\vec{E}_k, \vec{H}_k$ – собственные электрические и магнитные поля (собственные функции) резонатора.

Система собственных функций $\{\vec{E}_k, \vec{H}_k\}$ состоит из соленоидальной $\{\vec{E}_k^c, \vec{H}_k^c\}$ и потенциальной подсистем $\{\vec{E}_k^p, \vec{H}_k^p\}$ [4]. Индекс k определен на множестве индексов k' и k'' .

Собственные функции ортогональны и нормированы:

$$\mu_0 \int_{V_0} \vec{H}_k^* \cdot \vec{H}_n dV = \varepsilon_0 \int_{V_0} \vec{E}_k^* \cdot \vec{E}_n dV = \delta_{kn}. \quad (3)$$

Запишем выражения для собственных электромагнитных волн виртуальных каналов Флоке ФАБ [5]:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{k(\alpha)}^\pm &= \left(\vec{e}_{k(\alpha)} \pm \vec{e}_{k(\alpha)}^z \right) \exp(\pm i \Gamma_{k(\alpha)} z_\alpha); \\ \vec{H}_{k(\alpha)}^\pm &= \left(\pm \vec{h}_{k(\alpha)} \pm \vec{h}_{k(\alpha)}^z \right) \exp(\pm i \Gamma_{k(\alpha)} z_\alpha); \end{aligned} \quad (4)$$

$$k = 1, 2, \dots, \infty; \quad \alpha = 1, 2, \dots, 6;$$

где k – номера мод собственных волн каналов Флоке; $\vec{e}_{k(\alpha)}, \vec{h}_{k(\alpha)}$ – поперечные электрические и магнитные компоненты собственных волн; $\vec{e}_{k(\alpha)}^z, \vec{h}_{k(\alpha)}^z$ – продольные электрические и магнитные компоненты собственных волн; $\Gamma_{k(\alpha)}$ – постоянные распространения собственных волн.

Поперечные электрические и магнитные компоненты собственных волн каналов Флоке образуют полную систему ортогональных функций $\{\vec{e}_{k(\alpha)}, \vec{h}_{k(\alpha)}\}$ [2]. Любое поперечное электромагнитное поле на входных сечениях S_α автономного блока представим в виде разложения по этим системам $\{\vec{e}_{k(\alpha)}, \vec{h}_{k(\alpha)}\}$ в ортогональные ряды Фурье:

$$\begin{cases} \vec{E}_\alpha = \sum_{k=1}^{\infty} a_{k(\alpha)} \vec{e}_{k(\alpha)}, \\ \vec{H}_\alpha = \sum_{k=1}^{\infty} b_{k(\alpha)} \vec{h}_{k(\alpha)}, \end{cases} \quad \alpha = 1, 2, \dots, 6, \quad (5)$$

где $c_{k(\alpha)}^+$, $c_{k(\alpha)}^-$ – амплитуды падающих и отраженных волн.

Из рядов Фурье (5) и их нормировки [2]

$$\int_{S_\alpha} (\vec{e}_{k(\alpha)} \times \vec{h}_{n(\alpha)}^*) \cdot d\vec{S}_\alpha = \begin{cases} 0, & k \neq n, \\ 1, & k = n, \end{cases} \quad (6)$$

следуют следующие интегральные выражения:

$$a_{k(\alpha)} = \int_{S_\alpha} (\vec{E}_\alpha \times \vec{h}_{k(\alpha)}^*) \cdot d\vec{S}_\alpha; \quad (7)$$

$$b_{k(\alpha)} = \int_{S_\alpha} (\vec{e}_{k(\alpha)} \times \vec{H}_\alpha^*) \cdot d\vec{S}_\alpha. \quad (8)$$

Выражения (7), (8) являются интегральными краевыми условиями на гранях автономного блока и известны в электродинамике [4] как условия неасимптотического излучения.

Используя краевую задачу на собственные значения (2), тождество векторного анализа $\vec{b} \text{rot } \vec{a} - \vec{a} \text{rot } \vec{b} = \text{rot}(\vec{a} \times \vec{b})$, формулу Остроградского – Гаусса и условие неасимптотического излучения (8), запишем для системы уравнений (1) проекционную интегральную модель:

$$\begin{cases} \sum_{\beta=1}^6 \int_{S_\beta} (\vec{E} \times \vec{H}_k^*) \cdot d\vec{S}_\beta = -i\omega_k \epsilon_0 \int_{V_0} \vec{E} \cdot \vec{E}_k^* dV - i\omega \mu_0 \int_{V_0} \vec{H} \cdot \vec{H}_k^* dV, \\ \sum_{\beta=1}^6 \int_{S_\beta} (\vec{H} \times \vec{E}_k^*) \cdot d\vec{S}_\alpha = i\omega \int_{V_0} \vec{E} \cdot \vec{E}_k^* dV + i\omega_k \mu_0 \int_{V_0} \vec{H} \cdot \vec{H}_k^* dV, \\ b_{q(\alpha)} = \int_{S_\alpha} (\vec{e}_{q(\alpha)} \times \vec{H}_\alpha^*) \cdot d\vec{S}_\alpha, \end{cases} \quad (9)$$

$k = 1, 2, \dots, N_0$, $q = 1, 2, \dots, N_\alpha$, $\alpha = 1, 2, \dots, 6$, где N_0 – количество базисных функций в области автономного блока; N_α – количество базисных функций на гранях автономного блока.

Решение краевой задачи ищем в виде линейной комбинации по системам функций $\{\vec{E}_n\}$, $\{\vec{H}_n\}$ (собственные функции прямоугольного резонатора), $\{\vec{e}_{l(\beta)}\}$, $\{\vec{h}_{l(\beta)}\}$ (собственные функции каналов Флоке).

В области V_0 ФАБ (рис. 3):

$$\vec{E} = \sum_{n=1}^{N_0} \tilde{a}_n \vec{E}_n, \quad \vec{H} = \sum_{n=1}^{N_0} \tilde{b}_n \vec{H}_n. \quad (10)$$

На гранях S_β ($\beta=1, 2, \dots, 6$) ФАБ:

$$\vec{E}_\beta = \sum_{l=1}^{N_\beta} a_{l(\beta)} \vec{e}_{l(\beta)}, \quad \vec{H}_\beta = \sum_{l=1}^{N_\beta} b_{l(\beta)} \vec{h}_{l(\beta)}. \quad (11)$$

Подставляя (10) и (11) в (9), получаем следующую систему алгебраических уравнений:

$$\begin{cases} \mathbf{A} \cdot \tilde{\mathbf{a}} + \mathbf{B} \cdot \tilde{\mathbf{b}} = -\mathbf{L} \cdot \mathbf{a}, \\ \mathbf{D} \cdot \tilde{\mathbf{a}} + \mathbf{U} \cdot \tilde{\mathbf{b}} = 0, \\ \mathbf{W} \cdot \tilde{\mathbf{b}} = \mathbf{b}, \end{cases} \quad (12)$$

где $\mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{D}, \mathbf{U}, \mathbf{W}, \mathbf{L}$ – матрицы с элементами:

$$\begin{aligned} A_{kn} &= i\omega_k \delta_{kn}, \quad B_{kn} = i\omega \delta_{kn}, \\ D_{kn} &= \begin{pmatrix} i\omega \int_{V_0} \tilde{\mathbf{E}}_n^c \cdot \vec{E}_k^{c*} dV & i\omega \int_{V_0} \tilde{\mathbf{E}}_n^p \cdot \vec{E}_k^{c*} dV \\ i\omega \int_{V_0} \tilde{\mathbf{E}}_n^c \cdot \vec{E}_k^{p*} dV & i\omega \int_{V_0} \tilde{\mathbf{E}}_n^p \cdot \vec{E}_k^{p*} dV \end{pmatrix}, \\ U_{kn} &= \begin{pmatrix} i\omega_{k'} \delta_{k'n'} - \sum_{\beta=1}^6 \int_{S_\beta} (\vec{H}_n^c \times \vec{E}_k^{c*}) \cdot dS_\beta & i\omega_{k'} \delta_{k'n''} - \sum_{\beta=1}^6 \int_{S_\beta} (\vec{H}_n^p \times \vec{E}_k^{c*}) \cdot dS_\beta \\ i\omega_{k''} \delta_{k'n'} - \sum_{\beta=1}^6 \int_{S_\beta} (\vec{H}_n^c \times \vec{E}_k^{p*}) \cdot dS_\beta & i\omega_k \delta_{kn} - \sum_{\beta=1}^6 \int_{S_\beta} (\vec{H}_n^p \times \vec{E}_k^{p*}) \cdot dS_\beta \end{pmatrix}, \\ W_{q(\alpha)n} &= \begin{pmatrix} \int_{S_\alpha} (\vec{e}_{q(\alpha)} \times \vec{H}_n^{c*}) \cdot dS_\alpha & \int_{S_\alpha} (\vec{e}_{q(\alpha)} \times \vec{H}_n^{p*}) \cdot dS_\alpha \end{pmatrix}, \\ L_{kl(\beta)} &= \begin{pmatrix} \int_{S_\beta} (\vec{e}_{l(\beta)} \times \vec{H}_k^{c*}) \cdot dS_\beta \\ \int_{S_\beta} (\vec{e}_{l(\beta)} \times \vec{H}_k^{p*}) \cdot dS_\beta \end{pmatrix}, \quad k=1, 2, \dots, N_0, \quad q=1, 2, \dots, N_\alpha, \quad \alpha=1, 2, \dots, 6. \end{aligned}$$

Компонентами векторов $\tilde{\mathbf{a}}, \tilde{\mathbf{b}}, \mathbf{a}, \mathbf{b}$ являются коэффициенты рядов Фурье (10) и (11), которые равны $\{\tilde{a}_n\}, \{\tilde{b}_n\}, \{a_{l(\beta)}\}, \{b_{l(\beta)}\}$.

Исключая векторы $\tilde{\mathbf{a}}, \tilde{\mathbf{b}}$ из системы линейных алгебраических уравнений (12), получаем

$$\mathbf{b} = \mathbf{W} \cdot (\mathbf{A} \cdot \mathbf{D}^{-1} \cdot \mathbf{U} - \mathbf{B})^{-1} \cdot \mathbf{L} \cdot \mathbf{a}, \quad (13)$$

откуда следует матрица проводимости ФАБ:

$$\mathbf{Y} = \mathbf{W} \cdot (\mathbf{A} \cdot \mathbf{D}^{-1} - \mathbf{B})^{-1} \cdot \mathbf{L}. \quad (14)$$

2. Методика и результаты электродинамического расчета эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита на основе углеродных нанотрубок

Геометрия задачи – направление распространения волнового процесса и электродинамическая модель нанокompозита на основе массива – периодической 3D-решетки ориентированных УНТ, который рассматриваем как квазипериодическую 3D-наноструктуру с геометрическими размерами ячейки a, b, c (рис. 3).

Свободный электромагнитный процесс, в 3D-периодической наноструктуре (рис. 4) подчинен теореме Флоке [4] в форме

$$\begin{aligned} \vec{E}(x+a, y, z) &= \vec{E}(x, y, z) \exp(-i\varphi_x), \quad \vec{H}(x+a, y, z) = \vec{H}(x, y, z) \exp(-i\varphi_x), \\ \vec{E}(x, y+b, z) &= \vec{E}(x, y, z) \exp(-i\varphi_y), \quad \vec{H}(x, y+b, z) = \vec{H}(x, y, z) \exp(-i\varphi_y), \\ \vec{E}(x, y, z+c) &= \vec{E}(x, y, z) \exp(-i\varphi_z), \quad \vec{H}(x, y, z+c) = \vec{H}(x, y, z) \exp(-i\varphi_z), \end{aligned} \quad (15)$$

где $\varphi_x = \Gamma_n a \cos \beta_x$, $\varphi_y = \Gamma_n b \cos \beta_y$, $\varphi_z = \Gamma_n c \cos \beta_z$; $\beta_x, \beta_y, \beta_z$ – углы ориентации направления распространения волнового процесса.

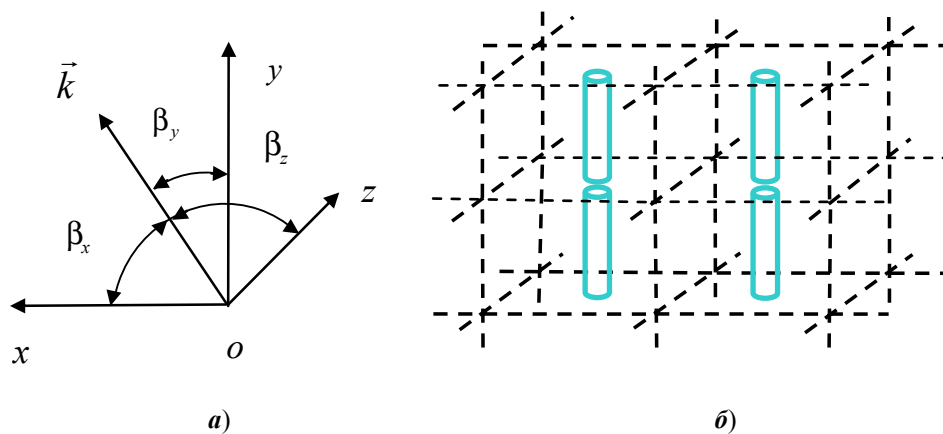


Рис. 4. Электродинамическая модель нанокompозита на основе периодической 3D-решетки ориентированных УНТ: **a** – направление распространения волнового процесса с волновым вектором k ; **b** – периодическая 3D-наноструктура

Ячейку периодической 3D-наноструктуры моделируем ФАБ с дескриптором в виде матрицы проводимости Y . Для матрицы проводимости ФАБ (14) справедливо выражение

$$\mathbf{b} = Y \cdot \mathbf{a}, \quad (16)$$

где векторы $\mathbf{a}$ и $\mathbf{b}$ составлены соответственно из коэффициентов $a_{n(\beta)}$ и $b_{k(\alpha)}$ ($\alpha, \beta = 1, 2, \dots, 6$; $k, n = 1, 2, \dots, N_{\alpha, \beta}$) рядов Фурье (5). Тогда условия теоремы Флоке (15) принимают следующий вид:

$$\begin{cases} a_{n(4)} = a_{n(1)} \exp(-i\varphi_x), & a_{n(5)} = a_{n(2)} \exp(-i\varphi_y), \\ a_{n(6)} = a_{n(3)} \exp(-i\varphi_z), & b_{k(4)} = b_{k(1)} \exp(-i\varphi_x), \\ b_{k(5)} = b_{k(2)} \exp(-i\varphi_y), & b_{k(6)} = b_{k(3)} \exp(-i\varphi_z), \end{cases} \quad k, n = 1, 2, \dots, N_{\alpha, \beta}. \quad (17)$$

Подставляя (17) в (16), получаем характеристическое уравнение для определения постоянных распространения Γ_n волн в периодической 3D-наноструктуре на основе периодической 3D-решетки ориентированных УНТ:

$$\Delta(\Gamma_n) = \left| Y_{AA} - H^{-1} \cdot Y_{BA} + Y_{AB} \cdot H - H^{-1} \cdot Y_{BB} \cdot H \right| = 0, \quad (18)$$

где $\Delta(\Gamma_n)$ – определитель матрицы; $Y_{AA}, Y_{BA}, Y_{AB}, Y_{BB}$ – клетки матрицы проводимости $Y = \begin{pmatrix} Y_{AA} & Y_{AB} \\ Y_{BA} & Y_{BB} \end{pmatrix}$ (A, B – индексы входных сечений ФАБ

S_1, S_2, S_3 и S_4, S_5, S_6 соответственно); $H = \begin{pmatrix} h_x & 0 & 0 \\ 0 & h_y & 0 \\ 0 & 0 & h_z \end{pmatrix}$ – диагональная матрица с элементами:

$$h_{x(lj)} = -i\delta_{lj}\Gamma_n a \cos\beta_x, \quad h_{y(lj)} = -i\delta_{lj}\Gamma_n b \cos\beta_y, \quad h_{z(lj)} = -i\delta_{lj}\Gamma_n c \cos\beta_z.$$

Предметом исследования в периодической 3D-наноструктуре является нулевая пространственная гармоника, которой соответствует постоянная распространения волны Γ_0 .

Методика определения комплексной эффективной диэлектрической проницаемости нанокомпозитов на основе массивов УНТ базируется на теории эффективной среды: постоянные распространения волн в неограниченной сплошной среде совпадают с аналогичными постоянными распространения волн в периодической 3D-наноструктуре. В этом случае комплексная эффективная диэлектрическая проницаемость определяется следующим образом:

$$\epsilon_\Sigma = \frac{\Gamma_0^2}{\omega^2 \mu_0}. \quad (19)$$

На рис. 5, 6 показаны результаты расчета частотных зависимостей комплексной диэлектрической проницаемости нанокompозита на основе периодической 3D-решетки ориентированных УНТ для ориентации вектора напряженности электрического поля E волны параллельно (рис. 5) и ортогонально (рис. 6) оси УНТ при различном соотношении v объема УНТ к общему объему композита (выбор периода решетки a, b – выполнение этого соотношения).

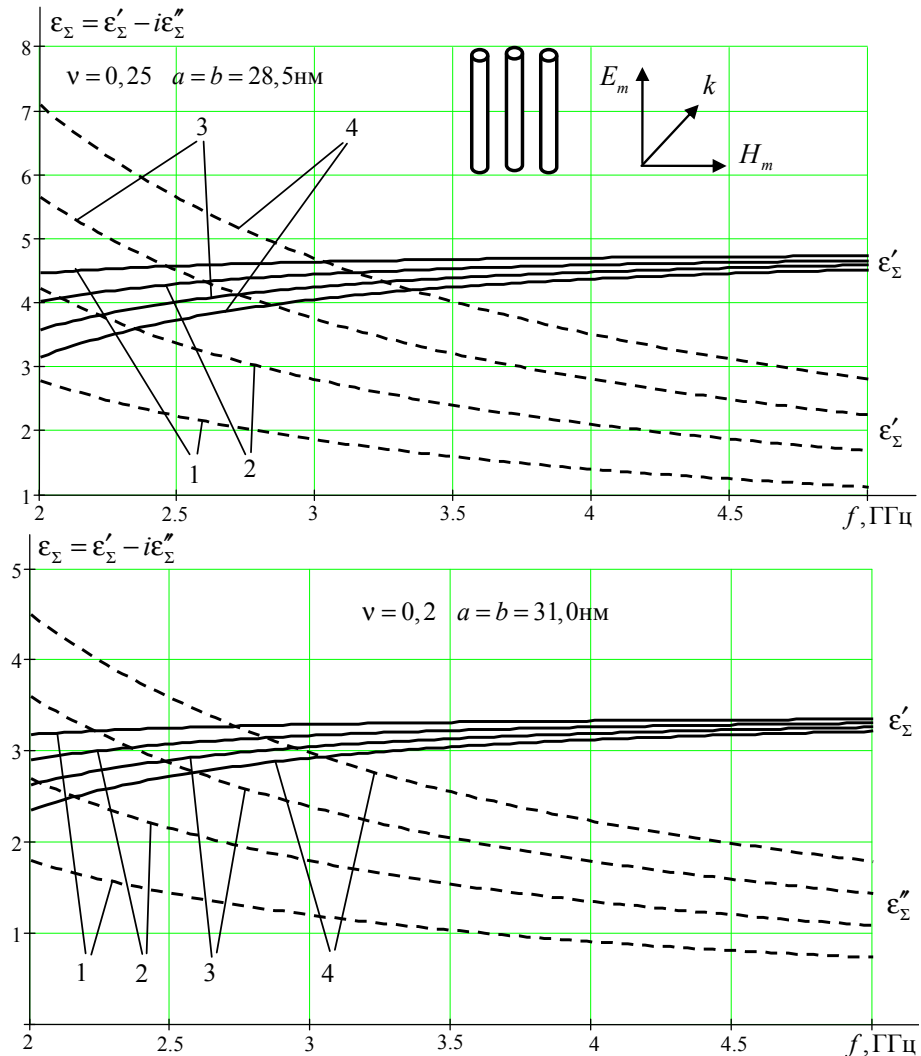


Рис. 5. Частотные зависимости действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости нанокompозита на основе периодической 3D-решетки ориентированных УНТ при различном соотношении v объема УНТ к общему объему композита для ориентации вектора электрического поля E волны параллельно оси УНТ: $\Delta = 3$ нм, $2r = 25$ нм, $l = 1000$ нм, $c = 1025$ нм; E_m , H_m – ориентация электрического и магнитного полей квази-ТЕМ волны; кривая 1 – $\epsilon_{\text{УНТ}} = 62$, $\sigma_{\text{УНТ}} = 2,5 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$; кривая 2 – $\epsilon_{\text{УНТ}} = 62$, $\sigma_{\text{УНТ}} = 5,0 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$; кривая 3 – $\epsilon_{\text{УНТ}} = 62$, $\sigma_{\text{УНТ}} = 7,5 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$; кривая 4 – $\epsilon_{\text{УНТ}} = 62$, $\sigma_{\text{УНТ}} = 10,0 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$

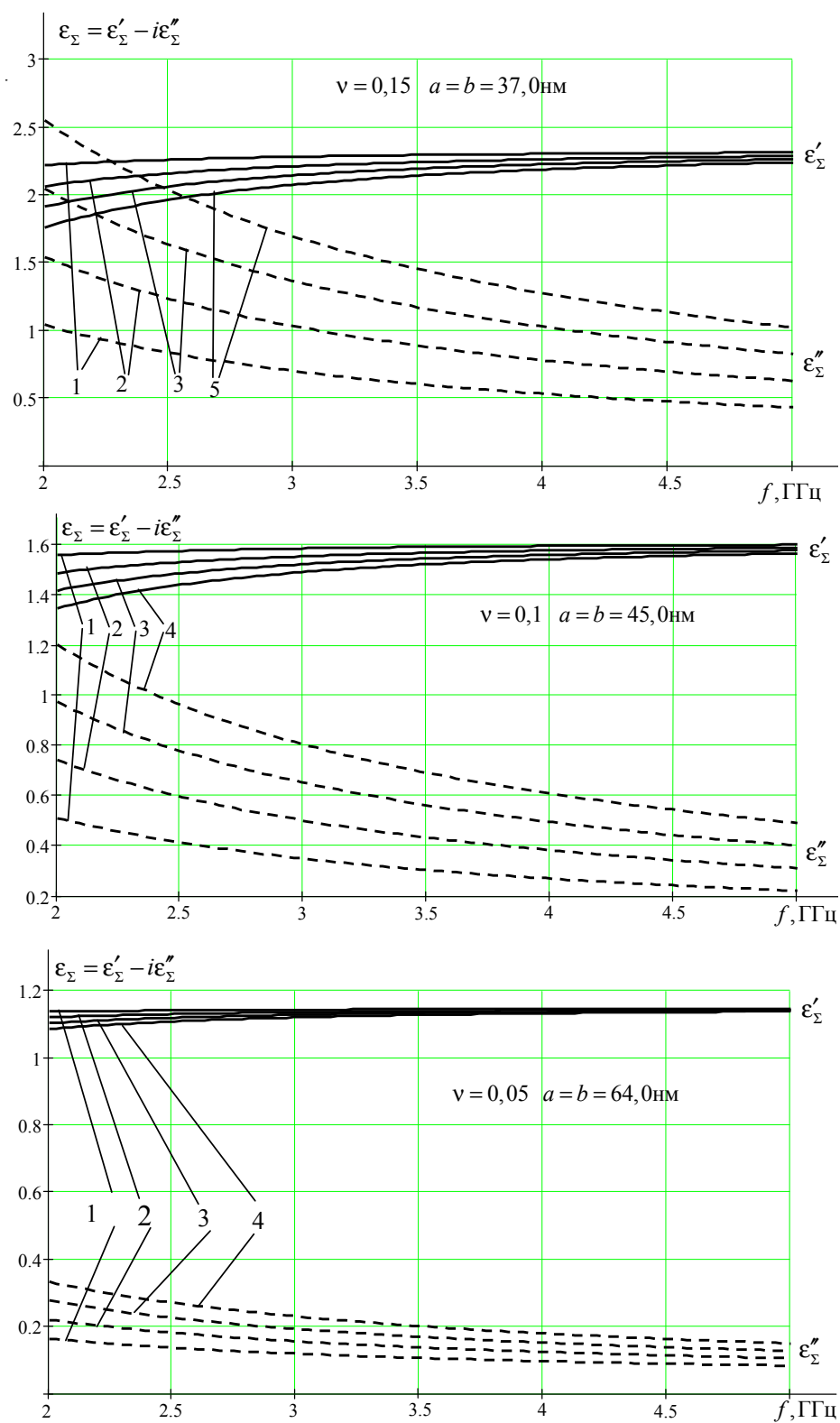


Рис. 5. Окончание

Как следует из результатов математического моделирования (рис. 5, 6), величина ослабления излучения в СВЧ-диапазоне достаточно высока, что связано с хорошей электропроводностью УНТ.

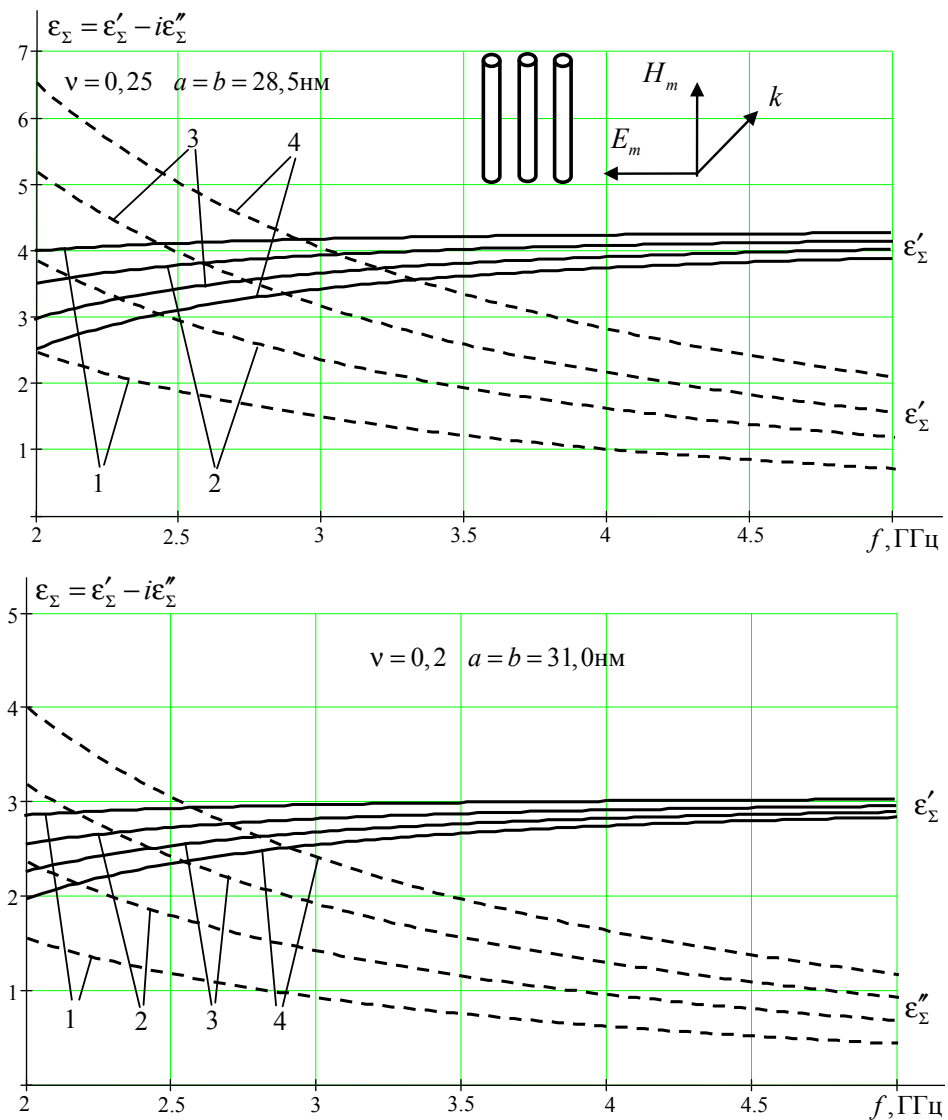


Рис. 6. Частотные зависимости действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости нанокompозита на основе периодической 3D-решетки ориентированных УНТ при различном соотношении ν объема УНТ к общему объему композита для ориентации вектора электрического поля E волны ортогонально оси УНТ: $\Delta = 3$ нм, $2r = 25$ нм, $l = 1000$ нм, $c = 1025$ нм; кривая 1 – $\epsilon_{\text{УНТ}} = 62$, $\sigma_{\text{УНТ}} = 2,5 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$; кривая 2 – $\epsilon_{\text{УНТ}} = 62$, $\sigma_{\text{УНТ}} = 5,0 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$; кривая 3 – $\epsilon_{\text{УНТ}} = 62$, $\sigma_{\text{УНТ}} = 7,5 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$; кривая 4 – $\epsilon_{\text{УНТ}} = 62$, $\sigma_{\text{УНТ}} = 10,0 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$

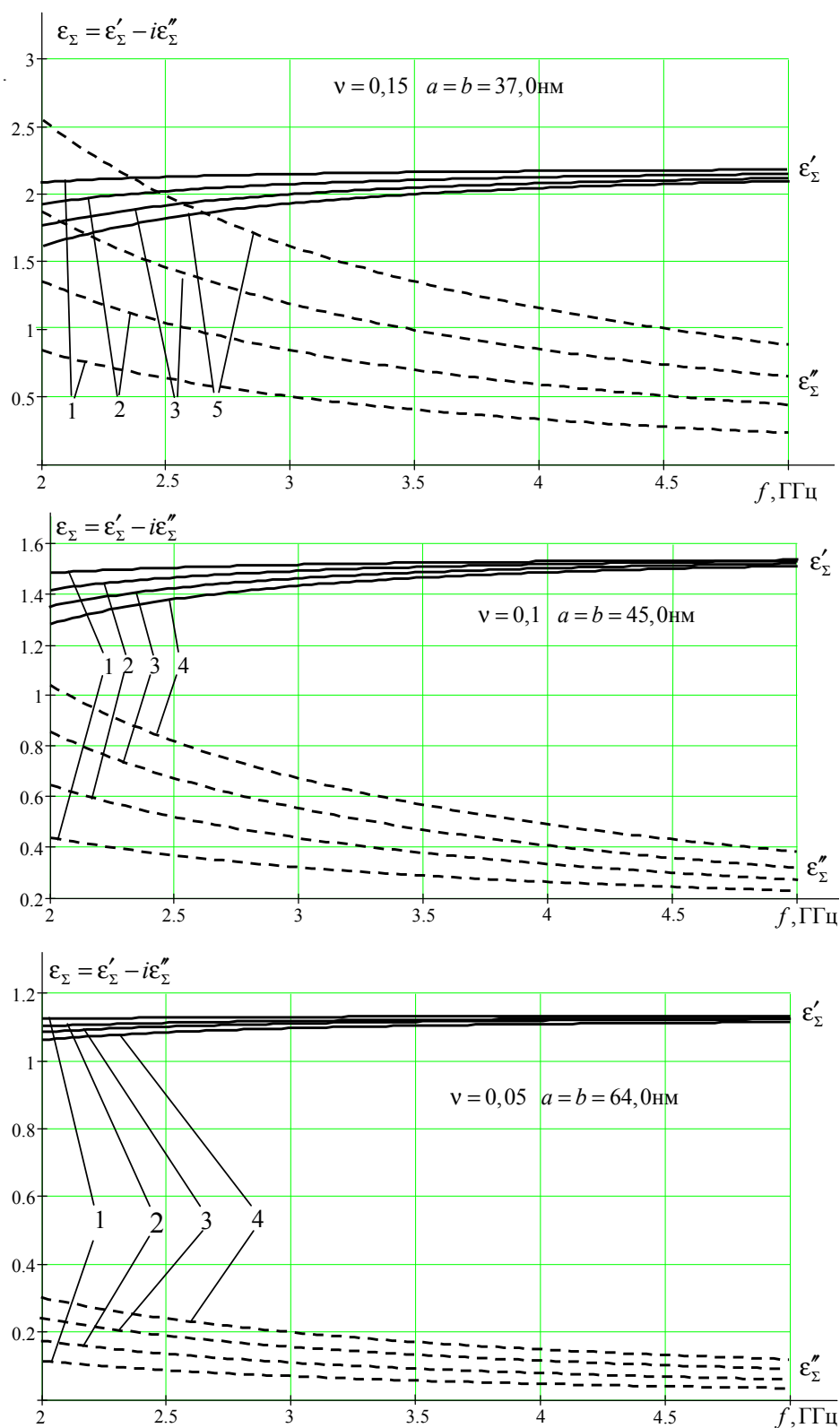


Рис. 6. Окончание

Как видно из графиков (рис. 5, 6), чем выше проводимость УНТ и соотношение v объема УНТ к общему объему композита, тем больше мнимая часть комплексной диэлектрической проницаемости нанокompозита ϵ''_{Σ} , и, следовательно, выше степень ослабления электромагнитного излучения за счет поглощения. Для массива УНТ ослабление зависит от взаимной ориентации вектора напряженности электрического поля E_m волны и осей углеродных нанотрубок: при параллельной (рис. 5) ориентации в сравнении с ортогональной (рис. 6) ослабление СВЧ излучения увеличивается.

Список литературы

1. **Дьячков, П. Н.** Углеродные нанотрубки: строение, свойства, применения / П. Н. Дьячков. – М. : БИНОМ. Лаборатория знаний, 2006. – 294 с.
2. **Decrossas, E.** Carbon Nanotubes for Electromagnetic Compatibility Applications / E. Decrossas, M. A. EL Sabbagh, V. F. Hanna and S. M. El-Ghazaly // *Electromagnetic Compatibility (EMC), IEEE International Symposium (6–10 Aug. 2012)*. – Pittsburgh, PA, 2012. – P. 428–433.
3. **Вовченко, Л. Л.** Резонансный характер взаимодействия многослойных углеродных нанотрубок с излучением миллиметрового диапазона волн / Л. Л. Вовченко, Л. Ю. Мацуй, В. В. Олейник, В. Л. Лаунец, В. В. Загородний, Ф. Ле Норманд // *Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии*. – 2011. – Т. 9, № 4. – С. 759–769.
4. **Никольский, В. В.** Проекционные методы в электродинамике / В. В. Никольский // *Сборник научно-методических статей по прикладной электродинамике*. – М. : Высшая школа, 1977. – С. 4–23.
5. **Голованов, О. А.** Автономные блоки с виртуальными каналами Флоке и их применение для решения прикладных задач электродинамики / О. А. Голованов // *Радиотехника и электроника*. – 2006 – Т. 51, № 12. – С. 1423–1430.

References

1. D'yachkov P. N. *Uglerodnye nanotrubki: stroenie, svoystva, primeneniya* [Carbonic nanotubes: structure, properties, application]. Moscow: BINOM. Laboratoriya znaniy, 2006, 294 p.
2. Decrossas E., EL Sabbagh M. A., Hanna V. F. and El-Ghazaly S. M. *Electromagnetic Compatibility (EMC), IEEE International Symposium (6–10 Aug. 2012)*. Pittsburgh, PA, 2012, pp. 428–433.
3. Vovchenko L. L., Matsuy L. Yu., Oleynik V. V., Launets V. L., Zagorodniy V. V., Le Normand F. *Nanosistemi, nanomateriali, nanotekhnologii* [Nanosystems, nanomaterials, nanotechnologies]. 2011, vol. 9, no. 4, pp. 759–769.
4. Nikol'skiy V. V. *Sbornik nauchno-metodicheskikh statey po prikladnoy elektrodinamike* [Collection of scientific and methodological articles on applied electrodynamics]. Moscow: Vysshaya shkola, 1977, pp. 4–23.
5. Golovanov O. A. *Radiotekhnika i elektronika* [Radio engineering and electronics]. 2006, vol. 51, no. 12, pp. 1423–1430.

Голованов Олег Александрович

доктор физико-математических наук, профессор, кафедра общепрофессиональных дисциплин, Филиал Военного учебно-научного центра сухопутных войск «Общевойсковая академия Вооруженных сил РФ» (Россия, г. Пенза-5)

E-mail: golovanovol@mail.ru

Golovanov Oleg Aleksandrovich

Doctor of physical and mathematical sciences, professor, sub-department of interprofessional disciplines, branch of the Military Educational and Research Center of the land forces "Combined Arms Academy of the Armed Forces of RF" (Penza-5, Russia)

Макеева Галина Степановна

доктор физико-математических наук, профессор, кафедра радиотехники и радиоэлектронных систем, Пензенский государственный университет (Россия, г. Пенза, ул. Красная, 40)

E-mail: radiotech@pnzgu.ru

Makeeva Galina Stepanovna

Doctor of physical and mathematical sciences, professor, sub-department of radio engineering and radio electronic systems, Penza State University (40 Krasnaya street, Penza, Russia)

Ширшиков Дмитрий Николаевич

адъюнкт, филиал военной академии материально-технического обеспечения (Россия, г. Пенза-5)

E-mail: shirshikov1981@mail.ru

Shirshikov Dmitriy Nikolaevich

Postgraduate student, branch of the Military academy of maintenance supply (Penza-5, Russia)

Горлов Геннадий Геннадьевич

адъюнкт, филиал военной академии материально-технического обеспечения (Россия, г. Пенза-5)

E-mail: mitsubisi-gor82@mail.ru

Gorlov Gennadiy Gennad'evich

Postgraduate student, branch of the Military academy of maintenance supply (Penza-5, Russia)

УДК 538.95

Голованов, О. А.

Электродинамический расчет комплексной эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозитов на основе массивов углеродных нанотрубок в диапазоне сверхвысоких частот / О. А. Голованов, Г. С. Макеева, Д. Н. Ширшиков, Г. Г. Горлов // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2014. – № 1 (29). – С. 141–155.