

УДК 535.32

Г. С. Макеева, О. А. Голованов, В. В. Вареница, Р. А. Горелов

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УПРАВЛЯЕМЫХ
ПОЛЯРИЗАТОРОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА
НА ОСНОВЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ 2D-СТРУКТУР
ИЗ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ НАНОЛЕНТ ГРАФЕНА**

Аннотация.

Актуальность и цели. В последнее десятилетие прогресс в изготовлении графена и наноструктур на основе графена открывает огромные возможности для создания управляемых интегральных плазмонных устройств и метаматериалов для потенциальных применений в поляризаторах и фильтрах в терагерцовом и инфракрасном диапазонах. Целью данной работы является теоретическое исследование принципов построения и характеристик управляемых электрическим полем поляризаторов терагерцового диапазона на основе периодических 2D-структур из прямоугольных нанолент графена с использованием математического моделирования электродинамической строгости.

Материалы и методы. Разработана математическая модель терагерцовых устройств на основе нанолент графена, базирующаяся на решении краевой 3D-задачи дифракции для системы уравнений Максвелла совместно с моделью поверхностной проводимости графена, определяемой формулой Кубо, проекционным методом Галеркина.

Результаты. С помощью вычислительного алгоритма, разработанного на основе декомпозиционного подхода методом автономных блоков с наноструктурами графена и виртуальными каналами Флоке, рассчитаны зависимости S -параметра $|S_{21}|$ матрицы рассеяния поляризатора на основе периодической 2D-структуры из прямоугольных нанолент графена на подложке из двуокиси кремния SiO_2 от частоты при изменении угла ориентации векторов падающей ТЕМ-волны к нанолентам графена для различных значений химического потенциала в диапазоне частот 24–32 ТГц.

Выводы. Из результатов математического моделирования следует, что при изменении ориентации вектора электрического поля падающей ТЕМ-волны от параллельной до перпендикулярной нанолентам графена коэффициент прохождения $|S_{21}|$ существенно уменьшается и в полосе не пропускания на резонансной терагерцовой частоте периодическая 2D-структура из прямоугольных нанолент графена является поляризатором. S -параметры матрицы рассеяния поляризатора могут эффективно управляться изменением значения химического потенциала (действием внешнего электрического поля).

Ключевые слова: графен, наноленты, формула Кубо, химический потенциал, поляризатор, коэффициент прохождения, терагерцовый диапазон.

G. S. Makeeva, O. A. Golovanov, V. V. Varenitsa, R. A. Gorelov

**MATHEMATICAL MODELING OF TUNED THZ POLARIZERS
BASED ON THE PERIODIC 2D STRUCTURES
OF RECTANGULAR GRAPHENE NANORIBBONS**

Abstract.

Background. Recent progress in the growth and patterning of graphene presents challenges and great opportunities for reconfigurable integrated plasmonic devices

and metamaterials with potential applications for THz and IR polarizers and filters. The goal of the present work is the theoretical research of principals of creation of THz polarizers based on the periodic 2D structures of rectangular graphene nanoribbons, tuned by the external bias electric field, and their performances using rigorous mathematical modeling at electromagnetic accuracy level.

Materials and methods. The rigorous mathematical model of graphene nanoribbon-based THz devices, based on solutions of the 3D diffraction boundary problems for the full set of Maxwell equations with electrodynamic boundary conditions, simultaneously with model of the graphene surface conductivity expressed from Kubo formula were developed using the Galerkin's projection method.

Results. Using the computational algorithm based on the decomposition approach by autonomous blocks with graphene nanostructures and virtual Floquet channels (FABs), the scattering parameter $|S_{21}|$ of THz polarizer, based on the periodic 2D structures of rectangular graphene nanoribbons on SiO_2 substrate, depending on the frequency and angle of incidence of TEM-wave for different values of the chemical potential was calculated at the frequency range 24-32 THz.

Conclusions. The results of mathematical modeling show that upon changing the orientation of the electric field E of incident TEM-wave from parallel to normal to the nanoribbons the transmission coefficient $|S_{21}|$ decreases, and in the stop band at the resonant THz frequency the periodic 2D structures of rectangular graphene nanoribbons can be considered as the THz polarizer. The S-parameters of the polarizers can be controlled by modifying the value of the chemical potential through changing the external bias electric field.

Key words: graphene, nanoribbons, Kubo formula, chemical potential, transmission coefficient, terahertz frequency range.

Введение

Графен – один из наиболее перспективных материалов нанотехнологии XXI в. Такие свойства графена, как проводимость, механическая прочность и химическая стойкость, определяют перспективы его применения в различных устройствах. С получением графена возник интерес к изучению и графеновых лент.

В последние годы наблюдается значительный прогресс в развитии технологии получения графеновых нанолент [1]. К настоящему времени разработаны достаточно эффективные химические методы получения графеновых лент нанометровой ширины. Изготовлены массивы графеновых лент нанометровой ширины путем травления графена [1], методом нанопечати графеновой наносетки [1], которую можно рассматривать как массив соединенных между собой графеновых лент. При нагреве многослойных углеродных нанотрубок в вакууме до 1800 °С из них могут быть получены стопки графеновых лент. Широкое распространение получил метод синтеза графеновых лент путем самосборки [1].

Графеновые наноленты и нанополосы на модифицированном графене, в которых подвижность электронов намного выше, чем в кремниевых структурах таких же размеров, представляют собой новый класс перспективных материалов, более привлекательных по своим электрическим и оптическим свойствам, чем кремниевые устройства. Можно предположить, что именно структуры из графеновых лент нанометровой ширины в будущем станут основными в наноэлектронике, играя роль нанодиодов и нанотранзисторов,

а также элементов спинтроники. К настоящему времени продемонстрирована работа графенового транзистора частотой 155 ГГц [1], а при использовании графеновых нанолент шириной ~10 нм можно надеяться на создание транзисторов с частотой терагерцового (ТГц) диапазона. Предполагается, что графеновые наноленты будут применяться в качестве элементов электронных схем.

Кроме самого транзистора, реализованы также различные виды интегральных схем, в том числе нелинейные смесители, усилители напряжения и инверторы [1]. И это можно считать большим прогрессом, несмотря на то, что исследования графена как основы для электронных устройств находятся еще на ранней стадии.

В последнее десятилетие прогресс в изготовлении графена и наноструктур на основе графена открывает огромные возможности для создания управляемых интегральных плазмонных устройств и метаматериалов для потенциальных применений в поляризаторах и фильтрах в терагерцовом и инфракрасном (ИК) диапазонах.

Плазмоны традиционно используют в устройствах оптического диапазона. Однако графен уникален тем, что свободные носители заряда в нем движутся лишь в двух измерениях, поэтому плазмоны в этом материале могут существовать и в ТГц-диапазоне. Существующая на сегодня технология изготовления позволяет сделать ширину нанолент графена не менее 1–4 мкм, что меньше длины волны на ТГц-частотах. Поэтому на основе нанолент графена могут быть созданы плазмонные устройства ТГц-диапазона. Наноматериалы на основе нанолент графена перспективны для применений в ТГц-диапазоне для создания высокоскоростных электрически управляемых сверхмикроминиатюрных устройств и антенн ТГц-диапазона.

Целью данной работы является теоретическое исследование принципов построения и характеристик управляемых электрическим полем поляризаторов ТГц-диапазона на основе периодических 2D-структур из прямоугольных нанолент графена с использованием математического моделирования электродинамической строгости.

1. Математическая модель

Математическая модель дифракции электромагнитных волн и их взаимодействия с электродинамическими структурами на основе графена базируется на решении краевой задачи дифракции для уравнений Максвелла:

$$\begin{aligned}\operatorname{rot} \vec{H} &= i\omega\epsilon_0\epsilon_b(\omega, \mu_c)\vec{E}, \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -i\omega\mu_0\mu_b\vec{H},\end{aligned}\quad (1)$$

дополненной электродинамическими граничными условиями. Здесь $\vec{E}$, $\vec{H}$ – векторы напряженностей электрического и магнитного полей; $\epsilon = \epsilon_b$, $\mu = \mu_b$ – диэлектрическая и магнитная проницаемости графена, которые считаем скалярными величинами; μ_c – химический потенциал; $\omega = 2\pi f$ – частота; ϵ_0, μ_0 – электрическая и магнитная постоянные.

Монослой графена характеризуется поверхностной проводимостью σ_s , определяемой формулой Кубо [2]:

$$\sigma_s(\omega, \mu_c) = \frac{-ie^2 k_b T}{\pi \hbar^2 (\omega - i2\Gamma)} \left(\frac{\mu_c}{k_b T} + 2 \ln \left(\exp \left(\frac{-\mu_c}{k_b T} \right) + 1 \right) \right) - \frac{ie^2 (\omega - i2\Gamma)}{\pi \hbar^2} \int_0^\infty \frac{\left(\exp \left(\frac{-\xi - \mu_c}{k_b T} \right) + 1 \right)^{-1} - \left(\exp \left(\frac{\xi - \mu_c}{k_b T} \right) + 1 \right)^{-1}}{(\omega - i2\Gamma)^2 - \left(\frac{2\xi}{\hbar} \right)^2} d\xi, \quad (2)$$

где $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ К – заряд электрона; $k_b = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж / К – постоянная Больцмана; $\hbar = 1,054 \cdot 10^{-34}$ Дж · с – постоянная Планка; $T = 300$ К – температура; $\Gamma = 10^{12}$ 1/с – скорость релаксации; $\mu_c = 0 - 1$ эВ – химический потенциал (1 эВ = $1,602 \cdot 10^{-19}$ Дж).

Проводимость графена в ТГц-диапазоне определяется согласно модели Кубо (2) химическим потенциалом, который можно изменять, например, приложенным внешним электрическим полем [2].

Для монослоя графена вводится комплексная диэлектрическая проницаемость [2]:

$$\epsilon(\omega, \mu_c) = 1 + \frac{i\sigma(\omega, \mu_c)}{\epsilon_0 \omega d}, \quad (3)$$

где d – эффективная толщина монослоя графена $d = 1 \cdot 10^{-9}$ м; σ – объемная удельная проводимость (электропроводность) графена $\sigma = \sigma_s / d$.

2. Вычислительный алгоритм решения 3D-задачи дифракции на 2D-периодической структуре из прямоугольных лент графена

Исследуем принципы построения управляемых электрическим полем поляризаторов ТГц-диапазона на основе периодических 2D-структур с элементами в виде прямоугольников графена (нанолент графена конечной длины) (рис. 1,а) на основе математического моделирования электродинамического уровня строгости.

Рассмотрим 3D-задачу дифракции электромагнитной волны на периодической 2D-структуре из прямоугольных нанолент графена, расположенных на диэлектрической слое (рис. 1,а), в ТГц-диапазоне частот.

Пусть на периодическую 2D-структуру из прямоугольных нанолент графена падает плоская однородная электромагнитная волна (ТЕМ-волна) $\vec{E}$, $\vec{H}$ с волновым вектором $\vec{k}$, частотой ω и амплитудой $C_{1(1)}^+(\omega)$. Волна распространяется вдоль оси z , вектор напряженности электрического поля $\vec{E}$ ТЕМ-волны ориентирован под углом ϕ по отношению к нанолентам графена (рис. 1,б).

Краевую 3D-задачу дифракции для уравнений Максвелла (1) с соответствующими электродинамическими граничными условиями на периодиче-

ской 2D-структуре из нанолент графена конечной длины (рис. 1,а) решаем на основе декомпозиционного подхода [3].

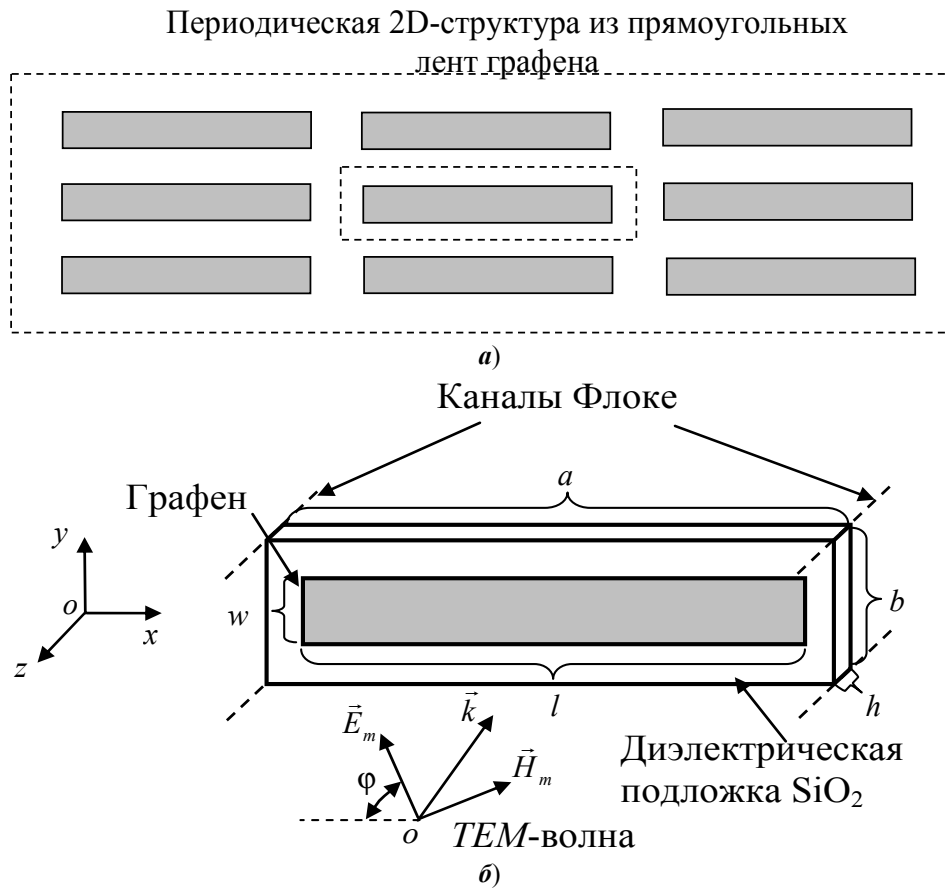


Рис. 1. Расчетная схема дифракции электромагнитной волны на 2D-периодической структуре из нанолент графена: **а** – топология поляризатора ТГц-диапазона на основе 2D-периодической структуры из прямоугольных нанолент графена конечной длины на диэлектрической подложке SiO_2 ; **б** – автономный блок с каналами Флоке (ФАБ) и ориентация падающей TEM-волны с волновым вектором $\vec{k}$; φ – угол ориентации вектора $\vec{E}$ к нанолентам графена; a, b – период структуры; w – ширина, l – длина прямоугольной наноленты графена; h – толщина диэлектрической подложки

Элементарную ячейку периодической 2D-структуры (рис. 1,а) с геометрическими размерами a, b, h , содержащую отрезок канала Флоке с неоднородным заполнением в виде прямоугольной наноленты графена конечной длины и диэлектрического слоя (рис. 1,б), будем рассматривать как волноводный трансформатор [4]. Этот волноводный трансформатор рассматриваем как каскадное соединение двух волноводных трансформаторов – для канала Флоке с прямоугольной нанолентой графена (рис. 2,а) и канала Флоке с диэлектрическим слоем с входными сечениями S_1, S_2 (рис. 2,б). На сечениях S_1, S_2 введены локальные системы координат.

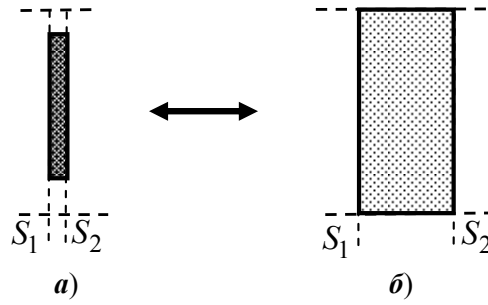


Рис. 2. Каскадное соединение двух волноводных трансформаторов:
а – канал Флоке с прямоугольной нанолентой графена конечной длины;
б – канал Флоке с диэлектрическим слоем

Вычислительный алгоритм определения дескрипторов (матриц проводимости) волноводных трансформаторов построен на основе решения краевых 3D-задач проекционным методом Галеркина [5].

Построим вычислительный алгоритм определения матрицы проводимости $\mathbf{Y}$ для автономного блока с каналами Флоке (рис. 1, **б**), содержащего прямоугольную наноленту графена конечной длины. Для этого применим проекционный метод [5].

Сформулируем краевую 3D-задачу дифракции для волноводного трансформатора с включением в виде наноленты графена и виртуальными каналами Флоке на входных сечениях S_1 и S_2 (рис. 2, **а**). Электромагнитное поле в области наноленты графена V (рис. 2, **а**) должно удовлетворять уравнениям Максвелла (1):

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{H} &= i\omega\epsilon_0\epsilon_b(\omega, \mu_c)\vec{E}, \\ \text{rot } \vec{E} &= -i\omega\mu_0\mu_b\vec{H}. \end{aligned} \quad (4)$$

В остальной области $V_0 - V$ волноводного трансформатора – уравнениям Максвелла:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{H} &= i\omega\epsilon_0\vec{E}, \\ \text{rot } \vec{E} &= -i\omega\mu_0\vec{H}; \end{aligned} \quad (5)$$

на входных сечениях S_1 и S_2 – условию неасимптотического излучения [6]:

$$\int_{S_\alpha} (\vec{E}_\alpha \times h_{k(\alpha)}^*) \cdot d\vec{S}_\alpha - \int_{S_\alpha} (\vec{e}_{k(\alpha)} \times \vec{H}_{k(\alpha)}^*) \cdot d\vec{S}_\alpha = a_{k(\alpha)} - b_{k(\alpha)}. \quad (6)$$

Построим проекционную модель в интегральной форме [5] для системы дифференциальных уравнений (4), (5).

Запишем уравнения Максвелла (4), (5) в виде

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{H} &= i\omega\epsilon_0\epsilon_a\vec{E}, \\ \text{rot } \vec{E} &= -i\omega\mu_0\mu_a\vec{H}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\varepsilon_a = \varepsilon_b, \mu_a = \mu_b$ в области V ; $\varepsilon_a = \varepsilon_0, \mu_a = \mu_0$ в области $V_0 - V$ (рис. 2,а),

В качестве проекционного базиса используются собственные функции краевой задачи для прямоугольного резонатора:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H}_k &= i \omega_k \varepsilon_0 \varepsilon_1 \vec{E}_k; \\ \operatorname{rot} \vec{E}_k &= -i \omega_k \mu_0 \mu_1 \vec{H}_k \end{aligned} \quad (8)$$

с однородно-периодическими граничными условиями на стенках [7].

Запишем уравнения (8) относительно комплексно-сопряженных функций:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H}_k^* &= -i \omega_k \varepsilon_0 \vec{E}_k^*; \\ \operatorname{rot} \vec{E}_k^* &= i \omega_k \mu_0 \vec{H}_k^*. \end{aligned} \quad (9)$$

Из уравнений (8) и (9) составим линейную комбинацию уравнений следующего вида:

$$\begin{aligned} \vec{E}_k^* \cdot \operatorname{rot} \vec{H} - \vec{H} \cdot \operatorname{rot} \vec{E}_k^* &= i \omega \varepsilon_0 \varepsilon_a \vec{E} \cdot \vec{E}_k^* - i \omega_k \mu_0 \vec{H} \cdot \vec{H}_k^*, \\ \vec{E} \cdot \operatorname{rot} \vec{H}_k^* - \vec{H}_k^* \cdot \operatorname{rot} \vec{E} &= -i \omega_k \varepsilon_0 \vec{E} \cdot \vec{E}_k^* + i \omega \mu_0 \mu_a \vec{H} \cdot \vec{H}_k^*. \end{aligned} \quad (10)$$

Применяя тождество $\vec{b} \operatorname{rot} \vec{a} - \vec{a} \operatorname{rot} \vec{b} = \operatorname{div} (\vec{a} \times \vec{b})$ и формулу Остроградского – Гаусса, получаем из (16) проекционную модель в интегральной форме:

$$\begin{aligned} \oint_{S_\Sigma} (\vec{H} \times \vec{E}_k^*) \cdot d\vec{S} &= i \omega \varepsilon_0 \int_{V_0} \varepsilon_a \vec{E} \cdot \vec{E}_k^* dV - i \omega_k \mu_0 \int_{V_0} \vec{H} \cdot \vec{H}_k^* dV, \\ \oint_{S_\Sigma} (\vec{E} \times \vec{H}_k^*) \cdot d\vec{S} &= -i \omega \mu_0 \int_{V_0} \mu_a \vec{H} \cdot \vec{H}_k^* dV + i \omega_k \varepsilon_0 \int_{V_0} \vec{E} \cdot \vec{E}_k^* dV, \quad k=1,2,\dots, \end{aligned} \quad (11)$$

где $S_\Sigma = S_1 \cup S_2$; $\varepsilon_a = \varepsilon_b, \mu_a = \mu_b$ в области V ; $\varepsilon_a = \varepsilon_0, \mu_a = \mu_0$ в области $V_0 - V$.

Решение системы уравнений (11) ищем в виде рядов Фурье 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) [7].

В области V_0 волноводного трансформатора (рис. 2,а) имеем

$$\vec{E} = \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{a}_n \vec{E}_n, \quad \vec{H} = \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{b}_n \vec{H}_n. \quad (12)$$

На входных сечениях S_1 и S_2 имеем

$$\vec{E}_\beta = \sum_{l=1}^{\infty} a_{l(\beta)} \vec{e}_{l(\beta)}, \quad \vec{H}_\beta = \sum_{l=1}^{\infty} b_{l(\beta)} \vec{h}_{l(\beta)}, \quad \beta=1,2. \quad (13)$$

Подставляя (12), (13) в (11) и (13) в (6), учитывая при этом нормировки [4], получаем следующую систему алгебраических уравнений:

$$\begin{cases} \mathbf{N} \cdot \mathbf{a} - \mathbf{d} \cdot \tilde{\mathbf{a}} - \mathbf{B} \cdot \tilde{\mathbf{b}} = 0, \\ \mathbf{M} \cdot \mathbf{b} - \mathbf{A} \cdot \tilde{\mathbf{a}} - \mathbf{d} \cdot \tilde{\mathbf{b}} = 0, \\ \mathbf{U} \cdot \tilde{\mathbf{b}} = \mathbf{b}, \end{cases} \quad (14)$$

где $\mathbf{N}$, $\mathbf{d}$, $\mathbf{B}$, $\mathbf{M}$, $\mathbf{A}$, $\mathbf{U}$ – матрицы с элементами:

$$N_{kl(\beta)} = \int_{S_\beta} (\vec{e}_{l(\beta)} \times \vec{H}_k^*) \cdot d\vec{S}_\beta;$$

$$d_{kn} = i\omega_k \delta_{kn};$$

$$B_{kn} = i\omega \delta_{kn} + i\omega \mu_0(\mu_b - 1) \int_V (\vec{H}_n \cdot \vec{H}_k^*) dV,$$

$$M_{kl(\beta)} = \int_{S_\beta} (\vec{h}_{l(\beta)} \times \vec{E}_k^*) \cdot d\vec{S}_\beta;$$

$$A_{kn} = i\omega \delta_{kn} + i\omega \varepsilon_0(\varepsilon_2 - 1) \int_V (\vec{E}_n \cdot \vec{E}_k^*) dV;$$

$$U_{q(\alpha)n} = \int_{S_\alpha} (\vec{e}_{q(\alpha)} \times \vec{H}_n^*) \cdot d\vec{S}_\alpha; \quad \alpha, \beta = 1, 2; \quad k, n = 1, 2, \dots, N; \quad q, l = 1, 2, \dots, L.$$

Здесь N, L – число базисных функций, учтенных в объеме V_0 и на входных сечениях S_1, S_2 волноводного трансформатора соответственно.

Векторы $\tilde{\mathbf{a}}, \tilde{\mathbf{b}}, \mathbf{a}, \mathbf{b}$ (16) составлены из коэффициентов $\{\tilde{a}_n\}, \{\tilde{b}_n\}$ и $\{a_{l(\beta)}\}, \{b_{l(\beta)}\}$ рядов Фурье (12) и (13) соответственно.

Исключая векторы $\tilde{\mathbf{a}}, \tilde{\mathbf{b}}$ из системы алгебраических уравнений (14), получаем следующее матричное уравнение:

$$\mathbf{b} = \left((\mathbf{U} \cdot \mathbf{Q}^{-1} \cdot \mathbf{M} - \mathbf{I})^{-1} \cdot \mathbf{U} \cdot \mathbf{Q}^{-1} \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{d}^{-1} \cdot \mathbf{N} \right) \cdot \mathbf{a}, \quad (15)$$

где $\mathbf{Q} = \mathbf{d} - \mathbf{A} \cdot \mathbf{d}^{-1} \cdot \mathbf{B}$, $\mathbf{I}$ – единичная матрица.

Из матричного уравнения (15) следует матрица проводимости $\mathbf{Y}$ ФАБ (рис. 1,б), содержащего прямоугольную наноленту графена:

$$\mathbf{Y} = (\mathbf{U} \cdot \mathbf{Q}^{-1} \cdot \mathbf{M} - \mathbf{I})^{-1} \cdot \mathbf{U} \cdot \mathbf{Q}^{-1} \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{d}^{-1} \cdot \mathbf{N}, \quad (16)$$

где $\mathbf{Q} = \mathbf{d} - \mathbf{A} \cdot \mathbf{d}^{-1} \cdot \mathbf{B}$, $\mathbf{I}$ – единичная матрица.

Матрицу рассеяния $\mathbf{S}$ можно получить, используя выражение

$$\mathbf{S} = (\mathbf{I} + \mathbf{Y})^{-1} (\mathbf{I} - \mathbf{Y}).$$

3. Результаты электродинамического расчета характеристик поляризатора на основе периодических 2D-структур из прямоугольных нанолент графена

При помощи разработанного вычислительного алгоритма методом ФАБ проведен электродинамический расчет характеристик поляризатора на основе периодических 2D-структур из прямоугольных нанолент графена. Расчетная схема поляризатора показана на рис. 1.

Матрица проводимости $\mathbf{Y}$ поляризатора определяется из матричного выражения (16), а затем пересчитывается в матрицу рассеяния $\mathbf{S} = (\mathbf{I} + \mathbf{Y})^{-1} (\mathbf{I} - \mathbf{Y})$.

На рис. 3 показаны результаты расчета S -параметра $|S_{21}|$ матрицы рассеяния поляризатора – коэффициента прохождения ТЕМ-волны через периодическую 2D-структуру на основе из прямоугольных нанолент графена ($a = 2$ мкм, $l/a = 0,9$, $b = 0,2$ мкм, $w = 0,1$ мкм) на подложке из двуокиси кремния SiO_2 ($h = 0,5$ мкм, $\epsilon = 2,2$) от частоты при различных значениях угла φ ориентации вектора $\vec{E}$ падающей ТЕМ-волны к нанолентам графена для значения химического потенциала $\mu_c = 0,57$ эВ в диапазоне частот 24–32 ТГц.

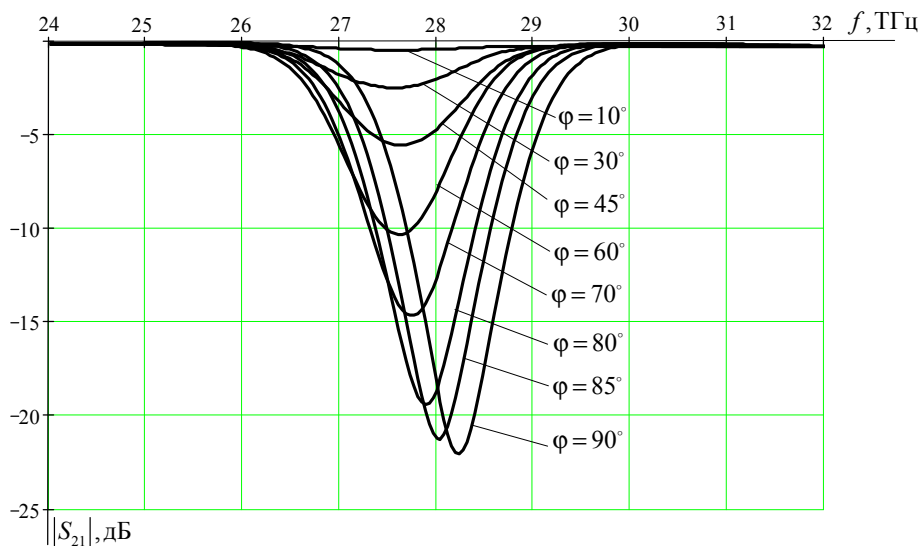


Рис. 3. Зависимость модуля коэффициента прохождения $|S_{21}|$ ТЕМ-волны через поляризатор на основе 2D-периодической структуры из прямоугольных нанолент графена от частоты при различных значениях угла ориентации падающей ТЕМ-волны: $\mu_c = 0,57$ эВ, $a = 2$ мкм, $l/a = 0,9$, $b = 0,2$ мкм; $w = 0,1$ мкм, $h = 0,5$ мкм, $\epsilon = 2,2$

При изменении угла ориентации вектора электрического поля $\vec{E}$ от $\varphi = 0^\circ$ (вектор электрического поля падающей ТЕМ-волны параллелен нанолентам графена) до $\varphi = 90^\circ$ (вектор электрического поля падающей $\vec{E}$ ТЕМ-

волны перпендикулярен нанолентам графена) коэффициент прохождения существенно уменьшается. При ориентации, когда вектор электрического поля падающей волны параллелен нанолентам, значение коэффициента прохождения через структуру близко к единице (наблюдается практически полное прохождение волны через поляризатор). При ориентации, когда вектор электрического поля падающей волны перпендикулярен полоскам, значение коэффициента прохождения минимальное (-22 дБ) на частоте $28,3$ ГГц при значении химического потенциала $0,57$ эВ).

Минимумы коэффициента прохождения расположены на характерных частотах, обусловленных плазмонным резонансом фундаментальной моды [8] в нанолентах графена конечной длины. При нормальном падении ТЕМ-волны частота плазмонного резонанса равна $f = 28,3$ ГГц (рис. 3) (при данных геометрических размерах нанолент графена и периода структуры для значения химического потенциала $\mu_c = 0,57$ эВ). При изменении угла φ от 0° до 90° наблюдается уменьшение значения минимума коэффициента прохождения и смещение его положения в сторону более высоких частот (рис. 3).

Расчетные поляризационные характеристики – зависимости модуля коэффициента прохождения $|S_{21}|$ ТЕМ-волны через поляризатор на основе 2D-периодической структуры из прямоугольных нанолент графена на подложке из двуокиси кремния SiO_2 от угла φ ориентации вектора $\vec{E}$ падающей ТЕМ-волны к нанолентам графена на частоте $f = 28,3$ ГГц, показаны в декартовой системе координат на рис. 4,а и полярной системе координат на рис. 4,б.

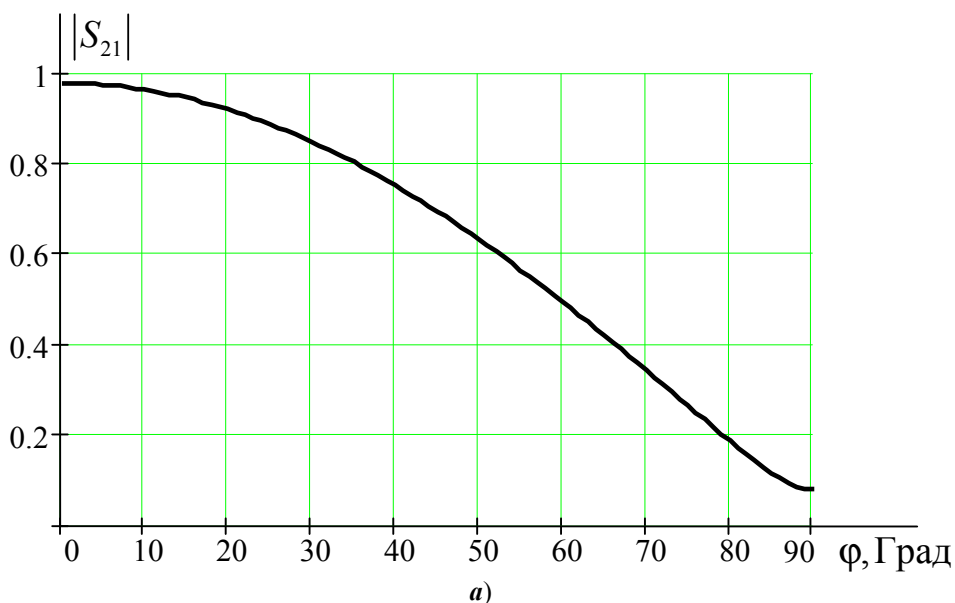


Рис. 4. Зависимости модуля коэффициента прохождения $|S_{21}|$ ТЕМ-волны через поляризатор на основе 2D-периодической структуры из прямоугольных нанолент графена на подложке из двуокиси кремния SiO_2 на частоте $f = 28,3$ ГГц от угла ориентации падающей ТЕМ-волны:

a – в декартовой системе координат; b – в полярной системе координат; $\mu_c = 0,57$ эВ, $a = 2$ мкм, $l/a = 0,9$, $b = 0,2$ мкм; $w = 0,1$ мкм, $h = 0,5$ мкм, $\varepsilon = 2,2$

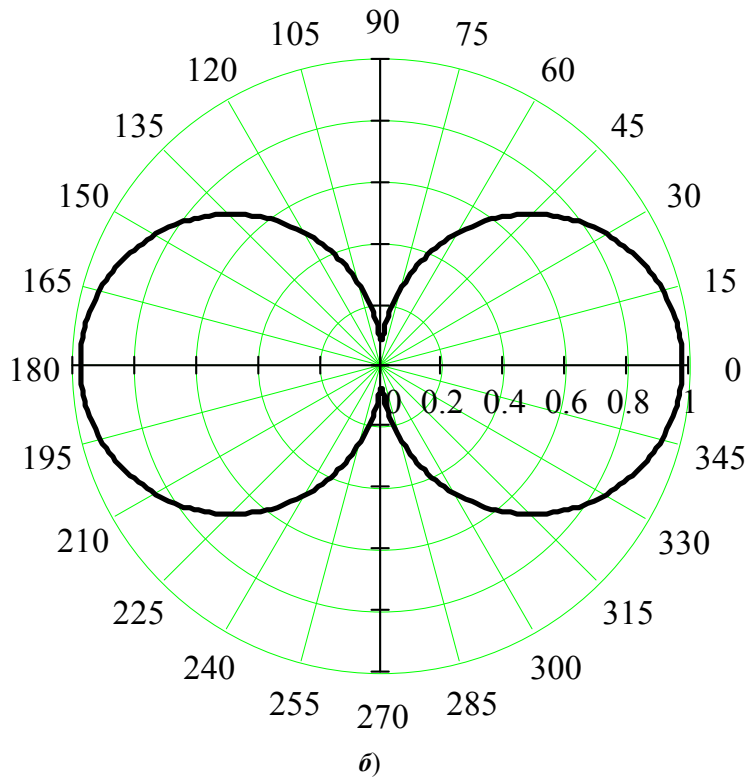


Рис. 4. Окончание

Результаты расчета – зависимости модуля коэффициента прохождения $|S_{21}|$ ТЕМ-волны через поляризатор на основе 2D-периодической структуры из прямоугольных нанолент графена на подложке из двуокиси кремния SiO_2 от частоты при нормальном падении ТЕМ-волны $\varphi = 90^\circ$ (вектор электрического поля падающей $\vec{E}$ ТЕМ-волны перпендикулярен нанолентам графена) для различных значений химического потенциала μ_c (0,47–0,67 эВ) показаны на рис. 5.

При увеличении значения химического потенциала (0,47–0,67 эВ) положение минимума коэффициента прохождения смещается в сторону более высоких частот ТГц-диапазона (рис. 5). Рабочая частота поляризатора, определяемая положением и значением минимума коэффициента прохождения, управляется изменением значения химического потенциала (величиной внешнего постоянного электрического поля) в широком интервале ТГц-частот и зависит от соотношения геометрических размеров нанолент и решетки.

Заключение

Из результатов математического моделирования следует, что при изменении ориентации вектора электрического поля падающей ТЕМ-волны от параллельной до перпендикулярной нанолент графена коэффициент прохождения $|S_{21}|$ существенно уменьшается и в полосе непропускания на резонансной ТГц-частоте периодическая 2D-структура из прямоугольных нанолент графена является поляризатором.

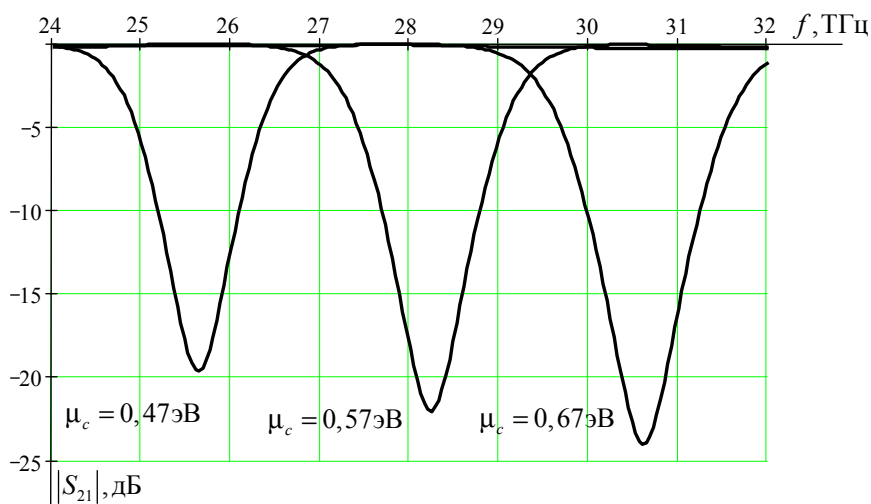


Рис. 5. Частотные зависимости модуля коэффициента прохождения $|S_{21}|$ ТЕМ-волны через поляризатор на основе 2D-периодической структуры из прямоугольных нанолент графена на подложке из двуокиси кремния SiO_2 при изменении химического потенциала μ_c : $\varphi = 90^\circ$, $a = 2$ мкм, $l/a = 0,9$, $b = 0,2$ мкм; $w = 0,1$ мкм, $h = 0,5$ мкм, $\epsilon = 2,2$

Изменение значения химического потенциала (действием внешнего электрического поля) является способом эффективного управления характеристиками поляризаторов ТГц-диапазона на основе нанолент графена конечной длины.

Список литературы

1. Чернозатонский, Л. А. Новые наноструктуры на основе графена: физико-химические свойства и приложения / Л. А. Чернозатонский, П. Б. Сорокин, А. А. Артюх // Успехи химии. – 2014. – Т. 83, № 3. – С. 251–279.
2. Hanson, G. W. Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene / G. W. Hanson // J. of Appl. Phys. – 2008. – Vol. 103. – P. 064302.
3. Никольский, В. В. Декомпозиционный подход к задачам электродинамики / В. В. Никольский. – М.: Наука, 1983. – 298 с.
4. Никольский, В. В. Электродинамика и распространение радиоволн / В. В. Никольский. – М.: Наука, 1973. – 608 с.
5. Никольский, В. В. Проекционные методы в электродинамике / В. В. Никольский // Сборник научно-методических статей по прикладной электродинамике. – М.: Высшая школа, 1977. – С. 4–23.
6. Голованов, О. А. Численный алгоритм решения задач дифракции для волноведущих устройств СВЧ с нелинейными средами / О. А. Голованов // Радиотехника и электроника. – 1990. – Т. 35, № 9. – С. 1853–1863.
7. 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.
8. Gao, W. Excitation of Plasmonic Waves in Graphene by Guided-Mode Resonances / W. Gao, J. Shu, C. Qiu, and Q. Xu // ACS Nano. – 2012. – Vol. 6 (9). – P. 7806–7813.

References

1. Chernozatonskiy L. A., Sorokin P. B., Artyukh A. A. *Uspekhi khimii* [Progress chemistry]. 2014, vol. 83, no. 3, pp. 251–279.
2. Hanson G. W. *J. of Appl. Phys.* 2008, vol. 103, p. 064302.
3. Nikol'skiy V. V. *Dekompozitsionnyy podkhod k zadacham elektrodinamiki* [Decomposition approach to problems of electrodynamics]. Moscow: Nauka, 1983, 298 p.
4. Nikol'skiy V. V. *Elektrodinamika i rasprostranenie radiovoln* [Electrodynamics and wave propagation]. Moscow: Nauka, 1973, 608 p.
5. Nikol'skiy V. V. *Sbornik nauchno-metodicheskikh statey po prikladnoy elektrodinamike* [Collected scientific and methodological articles on applied electrodynamics]. Moscow: Vysshaya shkola, 1977, pp. 4–23.
6. Golovanov O. A. *Radiotekhnika i elektronika* [Radio engineering and electronics]. 1990, vol. 35, no. 9, pp. 1853–1863.
7. Golovanov O. A. *Radiotekhnika i elektronika* [Radio engineering and electronics]. 2006, vol. 51, no. 12, pp. 1423–1430.
8. Gao W., Shu J., Qiu C. and Xu Q. *ACS Nano*. 2012, vol. 6 (9), pp. 7806–7813.

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)

Голованов Олег Александрович

доктор физико-математических
наук, профессор, кафедра
общепрофессиональных дисциплин,
Пензенский филиал Военной
академии материально-технического
обеспечения (Россия, г. Пенза-5)

E-mail: golovanovol@mail.ru

Golovanov Oleg Aleksandrovich

Doctor of physical and mathematical
sciences, professor, sub-department
of general professional disciplines, Penza
branch of the Military Academy
of Maintenance Supplies (Penza-5, Russia)

Вареница Виталий Викторович

директор департамента аудита кода
и сертификации, Научно-
производственное объединение
«Эшелон» (Россия, г. Москва,
ул. Электrozаводская, 24)

E-mail: v.varenitsa@cnpo.ru

Varenitsa Vitaliy Viktorovich

Director of the department of code audit
and certification, Research and production
association “Eshelon”
(24 Electroavodskaya street,
Moscow, Russia)

Горелов Роман Александрович

преподаватель, кафедра
радиотехнических систем, Пензенский
филиал Военной академии материально-
технического обеспечения (Россия,
г. Пенза-5)

E-mail: grelovr@mail.ru

Gorelov Roman Aleksandrovich

Lecturer, sub-department of radio
engineering systems, Penza
branch of the Military Academy
of Maintenance Supplies (Penza-5, Russia)

УДК 535.32

Макеева, Г. С.

Математическое моделирование управляемых поляризаторов терагерцового диапазона на основе периодических 2D-структур из прямоугольных нанолент графена / Г. С. Макеева, О. А. Голованов, В. В. Вареница, Р. А. Горелов // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2015. – № 2 (34). – С. 203–216.