

DOI: 10.17725/rensit.2024.16.367

Возбуждение терагерцовых плазмонных мод в графеновом квадратном микрорезонаторе

Полищук О.В., Фатеев Д.В., Попов В.В.

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Саратовский филиал, <http://www.cplire.ru/>

Саратов 410019, Российская Федерация

E-mail: polischuk.sfire@mail.ru, fateevdv@yandex.ru, glorvv@gmail.com

Поступила 08.04.2024, рецензирована 15.04.2024, принята 20.04.2024

Представлена действительным членом РАЕН В.А. Бушуевым

Аннотация: Рассматривается графеновый квадрат, расположенный на границе раздела между двумя полупространствами с разными диэлектрическими постоянными. Проблема исследована в трехмерной постановке задачи с использованием самосогласованного электродинамического подхода, основанного на методе интегрального уравнения. Решена задача о рассеянии линейно поляризованной терагерцовой волны на графеновом квадрате. Рассчитанные спектры сечений экстинкции, поглощения и рассеяния демонстрируют возбуждение серии плазмонных мод в графеновом квадрате. Обсуждаются свойства различных типов плазмонных мод.

Ключевые слова: терагерцовый диапазон, плазмон, графен, двумерно-ограниченные структуры
УДК 530.182

Благодарности: Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 22-19-00611.

Для цитирования: Полищук О.В., Фатеев Д.В., Попов В.В. Возбуждение терагерцовых плазмонных мод в графеновом квадратном микрорезонаторе. РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии, 2024, 16(3):367-372. DOI: 10.17725/rensit.2024.16.367.

Terahertz plasmon modes excitation in a graphene square microcavity

Olga V. Polischuk, Denis V. Fateev, Viacheslav V. Popov

Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics of RAS, Saratov Branch, <http://www.cplire.ru/>
Saratov 410019, Russian FederationE-mail: polischuk.sfire@mail.ru, fateevdv@yandex.ru, glorvv@gmail.com

Received April 08, 2023, peer-reviewed April 15, 2023, accepted April 20, 2023

Abstract: We consider a graphene square located in the interface between two half-spaces with different dielectric constants. Using a self-consistent electromagnetic approach based on the integral equation method, we solve the problem of a linearly polarized terahertz electromagnetic wave scattering by the graphene square. The spectra of extinction, absorption, and scattering cross sections reveal the various plasmon modes excitation in graphene square. The properties of the plasmon modes different types are discussed.

Keywords: terahertz range, plasmon, graphene, two-dimensionally limited structures

UDC 530.182

Acknowledgements: This work was supported by Russian Science Foundation Grant No. 22-19-00611

For citation: Olga V. Polischuk, Denis V. Fateev, Viacheslav V. Popov. Terahertz plasmon modes excitation in a graphene square microcavity. RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies, 2024, 16(3):367-372e. DOI: 10.17725/j.rensit.2024.16.367.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (368)
 2. ИССЛЕДУЕМАЯ СТРУКТУРА И МЕТОД РЕШЕНИЯ (368)
 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ (370)
 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (372)
- ЛИТЕРАТУРА (372)

1. ВВЕДЕНИЕ

Работы по исследованию двумерных плазменных колебаний (плазмонов) в графеновых структурах являются одним из многообещающих направлений терагерцовой (ТГц) оптоэлектроники [1]. Плазменные колебания ТГц диапазона в графене интенсивно изучаются [2], начиная с открытия графена [3]. Интерес к графеновой плазмонике в большой степени вызван высокой подвижностью носителей заряда в графене (в том числе при комнатной температуре) [4], значительно превышающей подвижность электронов в полупроводниковых гетероструктурах [5]. Плазмоны характеризуются малыми длинами волн (на 2-3 порядка величины меньшими, чем длина ТГц волны) и сильной локализацией ТГц поля вблизи графена [6]. Это позволяет сконцентрировать ТГц поле в очень малом объеме (с субмикронными размерами) и, тем самым, значительно увеличить эффективность взаимодействия ТГц поля с графеном.

Плазмоны в графеновых структурах могут возбуждаться в широком диапазоне ТГц частот [7]. Были предложены различные устройства, использующие свойства плазменных резонансов и бегущих плазменных волн в графеновых структурах [8,9]. Таким образом, исследование плазменных колебаний в разнообразных графеновых структурах в качестве платформы для создания эффективных компактных устройств управления ТГц излучением является актуальной задачей.

В настоящее время, моделирование возбуждения двумерных плазмонов проводится, в основном, для бесконечных структур или для структур, ограниченных только в одном направлении [10-13], что не позволяет изучить важные размерные эффекты и снижает практическую ценность приближенных теоретических моделей. Плазменные

возбуждения в двумерной электронной системе на основе структуры AlGaAs/GaAs с квадратной геометрией были исследованы экспериментально и теоретически с использованием упрощенной модели в работе [14].

В данной работе рассматривается графеновый квадрат, расположенный на границе раздела между двумя полупространствами с разными диэлектрическими постоянными. С использованием строгого самосогласованного электродинамического подхода, основанного на методе интегрального уравнения, решена задача о рассеянии линейно поляризованной терагерцовой волны на графеновом квадрате. Исследуются свойства различных типов плазменных мод, возбуждаемых в графеновом квадрате.

2. ИССЛЕДУЕМАЯ СТРУКТУРА И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Рассматриваемая структура представляет собой графеновый квадрат с длиной стороны l , расположенный в плоскости $z = 0$, разделяющей два полупространства 1 и 2 с разными действительными диэлектрическими постоянными. Внешняя плоская однородная электромагнитная ТГц волна с произвольной линейной поляризацией относительно оси симметрии квадрата падает из среды 1 нормально (вдоль отрицательного направления оси z) на границу раздела сред и рассеивается на графеновом квадрате. Эванесцентные компоненты рассеянного поля возбуждают плазмоны в двумерном графеновом квадрате.

Метод решения задачи состоит из нескольких этапов. Сначала электрические и магнитные поля рассеянных электромагнитных волн в средах 1 и 2 представляются в виде двойного интеграла Фурье по x - и y -направлениям вдоль сторон графенового квадрата. Ниже приведено фурье-представление для x -компоненты электрического поля (фурье-представления для всех других компонент полей аналогичны):

$$E_x^{(1,2)}(x, y, z, t) = \exp(-i\omega t) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_x^{(1,2)} dq_x dq_y, \quad (1)$$

где $\Psi_x^{(1,2)} = E_{x,q_x,q_y}^{(1,2)} \exp(ik_{z,q_x,q_y}^{(1,2)} z + iq_y y + iq_x x)$, ω – круговая частота, $E_{x,q_x,q_y}^{(1,2)}$ – пространственные фурье-гармоники электрического поля $E_x(x, y, z, t)$,

индексы 1 и 2 относятся соответственно к средам с диэлектрическими постоянными ϵ_1 и ϵ_2 , $k_{z,q_x,q_y}^{(1,2)}$ – z-компонента волнового вектора фурье-гармоники соответственно в средах 1 и 2, q_x и q_y – компоненты волнового вектора фурье-гармоники в плоскости границы раздела сред 1 и 2. Компоненты волнового вектора фурье-гармоники связаны соотношением

$$k_{z,q_x,q_y}^{(1,2)} = \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{1,2} - q_x^2 - q_y^2 \right)^{1/2},$$

где c – скорость света.

На следующем этапе решаются уравнения Максвелла для компонент электрических и магнитных полей в фурье-представлении (1) в средах 1 и 2. Далее поля в средах 1 и 2 свиваются с использованием стандартных граничных условий, обеспечивающих равенство тангенциальных компонент электрического поля и скачок тангенциальной компоненты магнитного поля, определяемый величиной плотности фурье-компоненты электрического тока на границе раздела сред. При этом отклик графена описывается законом Ома в фурье-представлении с использованием выражения для динамической проводимости легированного графена (с конечной энергией Ферми) [15,16].

На заключительном этапе осуществляется обратный переход от фурье-представления к координатному представлению и формируются интегральные уравнения для компонент электрических токов J_x и J_y в графеновом квадрате:

$$\begin{aligned} J_x(x, y) &= \sigma(\omega) \int_{-w/2}^{w/2} \int_{-w/2}^{w/2} J_x(x', y') G_{q_x, q_y}^{x, x'}(x, x', y, y') dx' dy' + \\ &+ \sigma(\omega) \int_{-w/2}^{w/2} \int_{-w/2}^{w/2} J_y(x', y') G_{q_x, q_y}^{x, y'}(x, x', y, y') dx' dy' + \sigma(\omega) \tilde{Z} E_{in, x}, \\ J_y(x, y) &= \sigma(\omega) \int_{-w/2}^{w/2} \int_{-w/2}^{w/2} J_x(x', y') G_{q_x, q_y}^{y, x'}(x, x', y, y') dx' dy' + \\ &+ \sigma(\omega) \int_{-w/2}^{w/2} \int_{-w/2}^{w/2} J_y(x', y') G_{q_x, q_y}^{y, y'}(x, x', y, y') dx' dy' + \sigma(\omega) \tilde{Z} E_{in, y}, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} G_{q_x, q_y}^{m, k}(x, x', y, y') &= \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} Z_{m, k, q_x, q_y} j_k(x', y') \exp(iq_x(x-x')) \times \\ &\times \exp(iq_y(y-y')) dq_y dq_x \end{aligned}$$

– ядра интегральных уравнений с верхними индексами m и k , принимающими значения x и y в разных интегральных уравнениях, при

$$\begin{aligned} Z_{x, x, q_x, q_y} &= -\frac{\mu_0 \omega}{k_{z, q_x, q_y}^{(1)} - k_{z, q_x, q_y}^{(2)}} - \frac{q_x^2}{\epsilon_0 \omega (k_{z, q_x, q_y}^{(2)} \epsilon_1 - k_{z, q_x, q_y}^{(1)} \epsilon_2)}, \\ Z_{x, y, q_x, q_y} &= Z_{y, x, q_x, q_y} = -\frac{q_x q_y}{\epsilon_0 \omega (k_{z, q_x, q_y}^{(2)} \epsilon_1 - k_{z, q_x, q_y}^{(1)} \epsilon_2)}, \\ Z_{y, y, q_x, q_y} &= -\frac{\mu_0 \omega}{k_{z, q_x, q_y}^{(1)} - k_{z, q_x, q_y}^{(2)}} - \frac{q_y^2}{\epsilon_0 \omega (k_{z, q_x, q_y}^{(2)} \epsilon_1 - k_{z, q_x, q_y}^{(1)} \epsilon_2)}, \\ \tilde{Z} &= 2\sqrt{\epsilon_1} / (\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2}), \end{aligned}$$

где ϵ_0 и μ_0 – соответственно электрическая и магнитная постоянные.

Система интегральных уравнений (2) решается численно с использованием процедуры Галеркина [17], путем разложения искомых плотностей тока J_x и J_y в двойные ряды по полиномам Лежандра по координатам x и y в границах графенового квадрата:

$$\begin{aligned} J_x(\chi_x, \xi_y) &= \sum_{n, n_1=0}^{\infty} \beta_{n, n_1}^{(x)} P_n(\chi_x) P_{n_1}(\xi_y), \\ J_y(\chi_x, \xi_y) &= \sum_{n, n_1=0}^{\infty} \beta_{n, n_1}^{(y)} P_n(\chi_x) P_{n_1}(\xi_y), \end{aligned}$$

где $P_n(\chi_x)$ и $P_{n_1}(\xi_y)$ – полиномы Лежандра n -ой степени, $\beta_{n, n_1}^{(x, y)}$ – числовые коэффициенты разложения, χ_x и ξ_y – нормированные координаты, определенные на отрезке $[-1, 1]$, $\chi_x = 2x/w$, $\xi_y = 2y/w$. Метод Галеркина [17] позволяет преобразовать систему интегральных уравнений (2) в бесконечную систему линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов разложения $\beta_{n, n_1}^{(x, y)}$. Для достижения требуемой сходимости решения в разложении каждой компоненты плотности тока по полиномам Лежандра по каждой координате учитываются только первые N слагаемых. Таким образом, имеем всего $2N^2$ неизвестных коэффициентов в разложениях для двух компонент плотности тока, что приводит к системе из $2N^2$ линейных алгебраических уравнений, которая решается численно с контролем сходимости метода. Вычисленные компоненты плотности тока позволяют рассчитать индуцированные электрические и магнитные поля в любой точке рассматриваемой структуры.

С использованием найденных компонент плотности тока в графеновом квадрате можно рассчитать сечение поглощения ТГц волны $S^{(ab)}$ путем интегрирования выражения Джоуля-Ленца для плотности поглощаемой мощности по геометрической площади графенового квадрата:

$$S^{(ab)} = \frac{A}{P_0},$$

где

$$A = \operatorname{Re} \left(\frac{1}{\sigma(\omega)} \right) \int_{-w/2}^{w/2} \int_{-w/2}^{w/2} (|J_x(x, y)|^2 + |J_y(x, y)|^2) dx dy$$

– полная поглощенная мощность в графеновом квадрате и

$$P_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{Z_0}} (|E_{in,x}|^2 + |E_{in,y}|^2)$$

– плотность потока мощности в падающей ТГц волне, Z_0 – волновое сопротивление свободного пространства, E_{in} – амплитуда электрического поля падающей волны.

Сечение экстинкции $S^{(ex)}$ вычислялось с использованием так называемой оптической теоремы [18]

$$S^{(ex)} = 4\pi^2 \frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}} \frac{\operatorname{Re} [E_{in,x} J_{x,0,0} + E_{in,y} J_{y,0,0}]}{|E_{in,x}|^2 + |E_{in,y}|^2},$$

согласно которой сечение экстинкции пропорционально проекции на направление электрического вектора падающей волны амплитуды волны, рассеянной в направлении падения.

Сечение рассеяния $S^{(sc)}$ вычисляется как интеграл потока мощности рассеянного излучения по всем углам уходящих от графенового квадрата плоских электромагнитных волн. При всех вычислениях контролировалось выполнение закона сохранения энергии в виде $S^{(ex)} = S^{(ab)} + S^{(sc)}$. Расчеты выполнены для реалистичных параметров структуры. Диэлектрические постоянные сред 1 и 2 полагались равными соответственно единице и 11.7 (SiC). Энергия уровня Ферми в графене принималась равной 150 мэВ.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Были рассчитаны спектры сечений экстинкции, поглощения и рассеяния ТГц волны при ее падении на графеновый квадрат. На всех

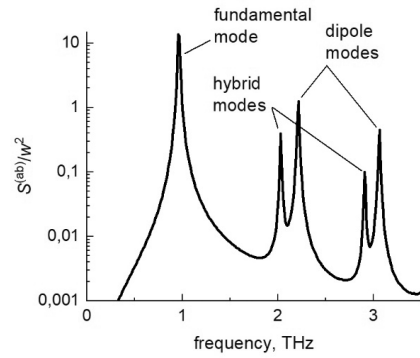


Рис. 1. Спектр нормированного сечения поглощения $S^{(ab)}$ для графенового квадрата со стороной $w = 10 \mu\text{m}$.

рисунках ниже показаны сечение поглощения и суммарное сечение рассеяния (вперед плюс назад), нормированные на геометрическую площадь графенового квадрата.

Показано, что экстинкция, поглощение и рассеяние ТГц волны не зависят от поляризации электрического поля падающей волны вследствие симметрии структуры. Далее для более наглядной демонстрации физики исследуемых явлений положим, что электрическое поле падающей ТГц волны линейно поляризовано вдоль одной из сторон графенового квадрата (для определенности, вдоль x -направления).

На Рис. 1 представлен спектр сечения поглощения для основного и высших плазмонных резонансов. Видно, что для заданных параметров исследуемой структуры, сечение поглощения в основном плазмонном резонансе существенно превышает геометрическую площадь графенового квадрата.

Поглощение является основным механизмом экстинкции падающей волны, так как сечение суммарного рассеяния $S^{(sc)}$, как видно из Рис. 2, на порядок величины меньше сечения поглощения $S^{(ab)}$.

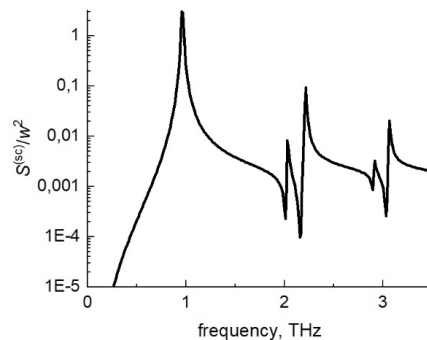


Рис. 2. Спектр нормированного сечения суммарного рассеяния $S^{(sc)}$ для графенового квадрата со стороной $w = 10 \mu\text{m}$.

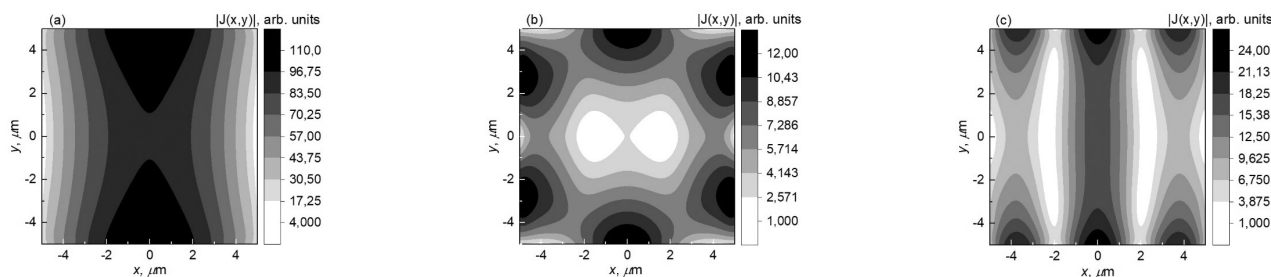


Рис. 3. Распределение модуля плотности полного (с компонентами по x - и y -координатам) индуцированного электрического тока в графеновом квадрате со стороной $w = 10 \mu\text{m}$ в (a) основном плазмонном резонансе, (b) во втором по возрастанию частоты плазмонном резонансе, (c) в третьем по возрастанию частоты плазмонном резонансе.

Нечетные по порядку возрастания частоты плазмонные резонансы соответствуют возбуждению простых дипольных плазмонных мод, в которых колебания электрических зарядов в графеновом квадрате происходят преимущественно вдоль направления поляризации электрического поля падающей волны (вдоль x -координаты), см. Рис. 3a и 3c. Четные по порядку следования с ростом частоты плазмонные резонансы связаны с возбуждением гибридных плазмонных мод.

Колебания электрических зарядов в гибридных плазмонных модах происходят одновременно в двух взаимно перпендикулярных направлениях (вдоль x - и y -направлений), см. Рис. 3b. Важно отметить, что колебания электрических зарядов в гибридной моде в двух взаимно перпендикулярных направлениях имеют разную четность количества узлов стоячей волны плотности заряда. В направлении вдоль поляризации внешнего электрического поля имеется нечетное число узлов колебания плотности электрического заряда и соответственно четное число узлов колебания плотности электрического тока, тогда как в поперечном направлении имеется четное число узлов колебания электрических зарядов и соответственно нечетное число узлов колебания плотности электрического тока. Вследствие этого, гибридные плазмонные моды имеют меньший суммарный дипольный момент и поэтому слабее возбуждаются внешней ТГц волной по сравнению с простой дипольной модой. Гибридные моды возбуждаются в виде сателлитов простых дипольных плазмонных мод. Существование гибридных плазмонных мод связано с двумерной ограниченностью структуры. Эти моды не существуют в одномерно-неоднородных графеновых

структурах (например, в периодическом массиве графеновых микролент).

На Рис. 4 представлены зависимости сечения поглощения $S^{(ab)}$ (квадраты) и сечения суммарного рассеяния $S^{(sc)}$ (треугольники), рассчитанные на резонансной частоте основной плазмонной моды и нормированные на геометрическую площадь графенового квадрата, от длины стороны квадрата. Из Рис. 4 видно, что графеновый квадрат микронных размеров значительно сильнее поглощает ТГц излучение в плазмонном резонансе (резонансное сечение поглощения на порядок величины превосходит геометрическую площадь квадрата), чем рассеивает падающую волну. Последнее связано с дифракцией ТГц волны (с длиной волны сотни микрон), т.е., с огибанием ТГц волной рассеивателя микронного размера. В принципе, в сечение поглощения и в сечение рассеяния дают вклад как геометрический эффект, определяемый размером графенового квадрата, так и возбуждение плазмонного резонанса в графеновом квадрате. Для графеновых квадратов микронного размера преобладают резонансные эффекты (что приводит к значительному росту резонансного поглощения). С увеличением

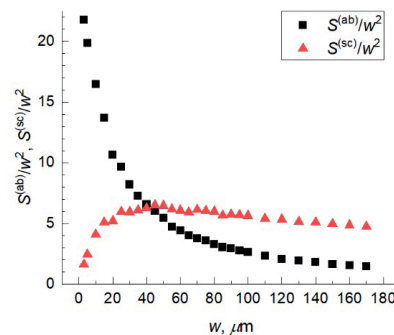


Рис. 4. Зависимости нормированных величин сечения поглощения $S^{(ab)}$ и сечения суммарного рассеяния $S^{(sc)}$ от длины стороны графенового квадрата, рассчитанные на резонансной частоте основной плазмонной моды.

графенового квадрата уменьшается сила плазмонного резонанса, что приводит к уменьшению нормированной величины сечения поглощения $S^{(ab)}$. С другой стороны, с увеличением графенового квадрата дифракция перестает играть существенную роль и поэтому сечение рассеяния $S^{(sc)}$ увеличивается, приобретая физический смысл отражения ТГц волны от поверхности графенового квадрата. Дальнейшее уменьшение сечения рассеяния (отражения) для больших квадратов на Рис. 4 объясняется уменьшением вклада резонансного отражения.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе рассчитаны спектры экстинкции, поглощения и рассеяния ТГц волны при ее падении на графеновый квадрат. Показано, что поглощение является основным механизмом экстинкции падающей волны при микронных размерах графенового квадрата, для которого сечение поглощения на частоте основного плазмонного резонанса существенно превышает геометрическую площадь квадрата. Показана возможность возбуждения в графеновом квадрате как простых дипольных плазмонных мод, так и гибридных плазмонных мод, не существующих в одномерно-неоднородных графеновых структурах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Li X, Tao L, Chen Z, Fang H, Li X, Wang X, Zhu H. Graphene and related two-dimensional materials: Structure-property relationships for electronics and optoelectronics. *Applied Physics Reviews*, 2017, 4(2):021306.
2. Grigorenko AN, Polini M, Novoselov KS. Graphene plasmonics. *Nat Photonics*, 2012, 6:749-758.
3. Geim AK, Novoselov KS. The rise of graphene. *Nature materials*, 2007, 6(3):183-191.
4. Orlita M, Faugeras C, Plochocka P, Neugebauer P, Martinez G, Maude DK, Potemski M. Approaching the Dirac point in high-mobility multilayer epitaxial graphene. *Physical Review Letters*, 2008, 101(26):267601.
5. Otsuji T, Watanabe T, El Moutaouakil A, Karasawa H, Komori T, Satou A, Suemitsu T, Suemitsu M, Sano E, Knap W, Ryzhi, V. Emission of terahertz radiation from two-dimensional electron systems in semiconductor nano- and hetero-structures. *J. Infrared Millim. Terahertz Waves*, 2011, 32:629-645.
6. Koppens FH, Chang DE, Garcia de Abajo FJ. Graphene plasmonics: a platform for strong light-matter interactions. *Nano Letters*, 2011, 11(8):3370-3377.
7. Gao W, Shi G, Jin Z, Shu J, Zhang Q, Vajtai R, Xu Q. Excitation and active control of propagating surface

8. plasmon polaritons in graphene. *Nano Letters*, 2013, 13(8):3698-3702.
8. Ryzhii V, Otsuji T, Shur M. Graphene based plasma-wave devices for terahertz applications. *Applied Physics Letters*, 2020, 116:140501.
9. Shur M, Aizin G, Otsuji T, Ryzhii V. Plasmonic field-effect transistors (TeraFETs) for 6G communications. *Sensors*, 2021, 21(23):7907.
10. Bludov YV, Ferreira A, Peres NMR, Vasilevskiy MI. A primer on surface plasmon-polaritons in graphene. *International Journal of Modern Physics B*, 2013, 27(10):1341001.
11. Popov VV, Polischuk OV, Davoyan AR, Ryzhii V, Otsuji T, Shur MS. Plasmonic terahertz lasing in an array of graphene nanocavities. *Phys. Rev. B*, 2012, 86:195437.
12. Polischuk OV, Melnikova VS, Popov VV. Giant cross-polarization conversion of terahertz radiation by plasmons in an active graphene metasurface. *Applied Physics Letters*, 2016, 109(13):131101.
13. Morozov MY, Popov VV, Fateev DV. Electrically controllable active plasmonic directional coupler of terahertz signal based on a periodical dual grating gate graphene structure. *Sci. Rep.*, 2021, 11:11431.
14. Zarezin AM, Mylnikov D, Petrov AS, Svintsov D, Gusikhin PA, Kukushkin IV, Muravev VM. Plasmons in a square of two-dimensional electrons. *Physical Review B*, 2023, 107(7):075414.
15. Falkovsky LA, Varlamov AA. Space-time dispersion of graphene conductivity. *The European Physical Journal B*, 2007, 56:281-284.
16. Jang MS, Brar VW, Sherrott MC, Lopez JJ, Kim L, Kim S, Atwater HA. Tunable large resonant absorption in a midinfrared graphene Salisbury screen. *Physical Review B*, 2014, 90(16):165409.
17. Fletcher CA, Fletcher CAJ. *Computational Galerkin methods*. Springer Berlin Heidelberg, 1984, pp. 72-85.
18. Bohren CF, Huffman DR. *Absorption and scattering of light by small particles*. John Wiley & Sons, 2008.

Полищук Ольга Витальевна

к.ф.-м.н.

СФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
38, ул. Зелёная, Саратов 410019, Россия
E-mail: polischuk.sfir@mail.ru

Фатеев Денис Васильевич

к.ф.-м.н.

СФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
38, ул. Зелёная, Саратов 410019, Россия
E-mail: fateevdv@yandex.ru

Попов Вячеслав Валентинович

д.ф.-м.н.

СФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
38, ул. Зелёная, Саратов 410019, Россия
E-mail: glorvv@gmail.com.