

## Волноводные моды в планарной структуре «графен–полупроводник–графен»

А.С. Абрамов<sup>1</sup>, Д.А. Евсеев<sup>1</sup>, Д.И. Семенцов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

### Аннотация

Исследуются волноводные режимы оптического диапазона в плёнке полупроводника с обкладками из графена. Показана зависимость модовых характеристик от химического потенциала графена и толщины плёнки. Построены дисперсионные зависимости для первых волноводных мод, частотные зависимости их групповой и фазовой скоростей, распределение плотности потока энергии в структуре. Показано наличие спектральных интервалов, в которых наблюдается малая фазовая и отрицательная групповая скорость волноводных мод. Установлена возможность перестройки волноводного режима за счёт изменения химического потенциала графена и толщины плёнки полупроводника.

**Ключевые слова:** дисперсия, графен, полупроводниковый волновод, медленные волны, отрицательная групповая скорость.

**Цитирование:** Абрамов, А.С. Волноводные моды в планарной структуре «графен–полупроводник–графен» / А.С. Абрамов, Д.А. Евсеев, Д.И. Семенцов // Компьютерная оптика. – 2020. – Т. 44, № 3. – С. 325–332. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-648.

**Citation:** Abramov AS, Evseev DA, Sementsov DI. Waveguided modes in a planar structure «graphene–thin semiconductor film–graphene». Computer Optics 2020; 44(3): 325–332. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-648.

### Введение

В последние годы активно исследуются особенности взаимодействия с электромагнитным полем слоёв графена и слоистых структур на его основе. Уникальные электронные и оптические свойства (высокие подвижность носителей заряда и проводимость) при практическом отсутствии в широкой частотной области поглощения делают графен одним из перспективных материалов фотоники и оптоэлектроники [1–8]. Существенной является возможность управления проводимостью графена электрическим полем [9–11]. Для практических применений важную роль играют направляющие свойства графеновых структур. В работах [12, 13] была показана возможность удерживать локализованные на монослое графена волны, дисперсия которых относится к терагерцовой частотной области. В [14–18, 28] изучаются волноводные свойства двух слоёв графена с разделяющим слоем диэлектрика (толщиной  $d_g \sim 10$  нм), не обладающим дисперсией в рабочем частотном диапазоне. В работах [19, 20] исследованы особенности распространения поверхностных плазмон-поляритонных волн на границе раздела диэлектрика и мелкослоистой графеносодержащей среды.

В настоящей работе исследуется влияние на оптические характеристики волноводных мод двух слоёв графена, разделённых слоем полупроводника, плазменная частота которого находится в терагерцовом диапазоне. Исследуется влияние химического потенциала (ХП) графена на дисперсионные свойства, групповую и фазовую скорости, распределение потока энергии волноводных мод в указанной структуре.

### 1. Материальные параметры структуры

Рассмотрим режим волноводного распространения в планарной структуре, состоящей из тонкой плёнки полупроводника, на каждую из поверхностей которого  $z = \pm d/2$  нанесены по монослою графена. Структура находится в среде с диэлектрической проницаемостью (ДП)  $\epsilon_c$ . Считаем, что материалы слоёв и среды не являются магнитоактивными, поэтому их магнитная проницаемость принята равной единице. Для записи комплексной ДП полупроводника  $\epsilon_s = \epsilon'_s - i\epsilon''_s$  используем приближение Друде–Лоренца, в рамках которого действительная и мнимая части ДП в отсутствие внешнего магнитного поля имеют вид:

$$\epsilon'_s = \epsilon_l \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \right), \quad \epsilon''_s = \frac{\epsilon_l \omega_p^2 \nu}{\omega(\omega^2 + \nu^2)}, \quad (1)$$

где  $\epsilon_l$  – вклад решетки в ДП полупроводника,  $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_s / m^* \epsilon_l}$  – плазменная частота (здесь  $e$ ,  $n_s$  и  $m^*$  – заряд, концентрация и эффективная масса носителей),  $\nu$  – релаксационный параметр. На рис. 1 приведены зависимости действительной  $\epsilon'$  и мнимой  $\epsilon''$  частей ДП от нормированной частоты  $\omega/\omega_p$  полупроводника GaAs, для которого использовались значения параметров  $\epsilon_l = 10,9$ ,  $m^* = 0,07m_e$ ,  $m_e$  – масса свободного электрона,  $\nu = 0,01\omega_p$ .

При  $\omega < \omega_p$  действительная часть ДП отрицательна, а мнимая часть с понижением частоты растёт. В этой области частот объёмная волна в твердотельной плазме распространяться не может. Однако для поверхностной волны отрицательность  $\epsilon'$  является условием её существования. В области  $\omega \sim \omega_p$  наблюдает-

ся рост  $\epsilon'$ , а в области  $\omega \gg \omega_p$  полупроводник обладает слабой дисперсией и малыми потерями. Далее изменение плазменной частоты достигается за счёт вариации параметра  $n_s$ .

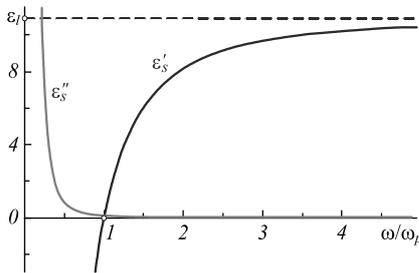


Рис. 1. Частотные зависимости действительной  $\epsilon'$  (сплошная кривая) и мнимой части  $\epsilon''$  (штриховая кривая) ДП полупроводника

Для комплексной поверхностной проводимости графена  $\sigma = \sigma' + i\sigma''$  используем выражения, полученные в рамках модели Кубо [21, 22]:

$$\frac{\sigma'}{\sigma_0} = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \left( \frac{\hbar\omega - 2\mu}{2k_B T} \right),$$

$$\frac{\sigma''}{\sigma_0} = \frac{1}{2\pi} \left[ \frac{16k_B T}{\hbar\omega} \ln \left( 2 \cosh \left( \frac{\mu}{2k_B T} \right) \right) - \ln \left( \frac{(\hbar\omega + 2\mu)^2}{(\hbar\omega - 2\mu)^2 + (2k_B T)^2} \right) \right]. \quad (2)$$

Здесь  $\sigma_0 = e^2/4\hbar$  – поверхностная проводимость (учтём, что толщина монослоя графена  $d_2 = 0,36$  нм),  $e$  – заряд электрона,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура, ХП  $\mu = \hbar v_F \sqrt{\pi n_0}$ , где  $n_0$  и  $v_F$  – концентрация и скорость носителей заряда на уровне Ферми. В общем случае ХП зависит от внешнего электрического поля и температуры [23].

На рис. 2 представлены частотные зависимости действительной и мнимой частей поверхностной проводимости графена, отвечающие значениям ХП  $\mu = (0; 0,1; 0,2; 0,3)$  eV (кривые 1–4). Далее при численном анализе используются следующие значения параметров графена:  $v_F = 10^8$  см/с,  $n_0 = 10^{11}$  см<sup>-2</sup>,  $\mu = 0,6$  eV,  $T = 300$  К,  $\omega_\mu = 2\mu/\hbar = 1,83 \cdot 10^{15}$  с<sup>-1</sup> [5]. Величина  $\omega_\mu$  отвечает частоте, на которой мнимая часть проводимости  $\sigma''$  достигает минимума, а действительная часть  $\sigma'$  испытывает наибольший рост. При этом  $\sigma''$  в достаточно широкой частотной области принимает отрицательные значения, что указывает на возможность реализации в планарной структуре со слоями графена отрицательных значений действительной части эффективной ДП. Вариация значений ХП графена достигается за счёт изменения подаваемого на графеновые обкладки потенциала. С увеличением ХП область роста величины  $\sigma'$  смещается к более высоким частотам. Такое же смещение испытывает минимум величины  $\sigma''$ . При нулевом значении ХП действительная часть проводимости практически

не зависит от частоты, а мнимая часть остается положительной и не обладает характерным минимумом.

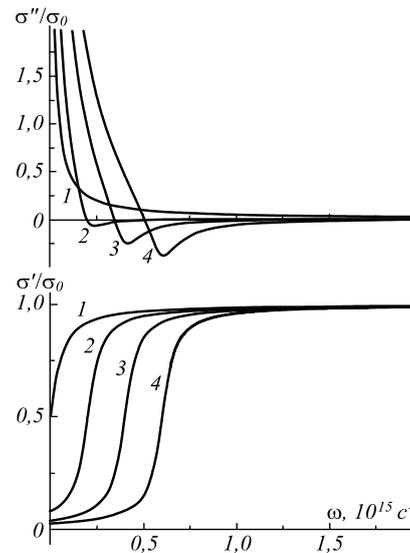


Рис. 2. Частотные зависимости мнимой  $\sigma''$  и действительной  $\sigma'$  части проводимости графена для  $\mu = (0; 0,1; 0,2; 0,3)$  eV (кривые 1–4)

## 2. Волновое поле и дисперсионное соотношение

С учётом гармонической зависимости волнового поля от времени и координаты вдоль направления распространения его компоненты в структуре запишем в виде

$$F_\alpha(x, z, t) = F_\alpha(z) \exp[i(\omega t - \beta x)], \quad (3)$$

где для волны ТМ-типа  $F_\alpha = (E_x, H_y, E_z)$ ,  $\beta$  – комплексная константа распространения. Связь между компонентами поля в слое полупроводника и покровных средах определяется уравнениями:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + q_{s,c}^2 H_y = 0,$$

$$E_x = \frac{1}{ik_0 \epsilon_{s,c}} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad E_z = -\frac{\beta}{k_0 \epsilon_{s,c}} H_y, \quad (4)$$

где  $q_s^2 = k_0^2 \epsilon_s - \beta^2$ ,  $q_c^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_c$ ,  $k_0 = \omega/c$ ,  $c$  – скорость света в вакууме. Уравнения (4) для волнового слоя справедливы в области  $|z| \leq d/2$ , для обкладок – в области  $|z| > d/2$ . Слои графена ввиду малой их толщины ( $d_g \ll d, \lambda$ ) рассматриваются как  $\delta$ -слои, создающие поверхностную проводимость, поэтому учитываются лишь при записи граничных условий. При решении граничной задачи используем граничные условия для тангенциальных компонент электрического и магнитного полей распространяющихся в структуре волн:

$$E_s = E_c, \quad H_c = H_s - \frac{4\pi\sigma}{c} E_s \left( z = \frac{d}{2} \right),$$

$$E_s = E_c, \quad H_s = H_c - \frac{4\pi\sigma}{c} E_c \left( z = -\frac{d}{2} \right). \quad (5)$$

Из равенства нулю детерминанта системы двух пар уравнений (5) получаем дисперсионное соотношение для волноводных мод:

$$q_s d = -\arctan\left(\frac{q_s \varepsilon_c}{q_c \varepsilon_s} \left(1 - \frac{4\pi\sigma(\omega)}{c} \frac{q_c}{ik_0 \varepsilon_c}\right)\right) + \pi m, \quad (6)$$

где  $m$  – номер моды. Это уравнение с учётом комплексности входящих в него параметров определяет связь действительной и мнимой частей модового волнового числа  $\beta = \beta' - i\beta''$  с частотой волны. В отсутствие слоёв графена выражение (6) сводится к стандартному дисперсионному соотношению для диэлектрического волновода [24].

Ввиду симметричности рассматриваемой структуры волноводные решения уравнений (4) представляем в виде:

$$H_y(z) = \begin{cases} A_1 \exp[q_c(z + d/2)], & z < -d/2, \\ A_2 \cos(q_s z) + A_3 \sin(q_s z), & -d/2 < z < d/2, \\ A_4 \exp[-q_c(z - d/2)], & z > d/2, \end{cases} \quad (7)$$

где константы  $A_i$  находятся из граничных условий (5). Ниже приведены результаты численного анализа для возможных волноводных режимов.

### 3. Численный анализ

Далее будем считать, что рассматриваемая структура находится в вакууме и  $\varepsilon_c = 1$ . На следующих трёх ри-

сунках приведены дисперсионные зависимости для волноводных мод, которые являются решением уравнения (6) и представлены как зависимость нормированной действительной части константы распространения  $\beta'$  от частоты. Нормировка проводилась на величину  $k_T = k_B T / \hbar c$ , значение которой для рабочей температуры  $T = 300$  К составляет  $k_T = 1,31 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ . Отметим, что в области плазменной частоты ввиду сильной дисперсии полупроводника решение уравнения (6) существенно отличается от решения в области высоких частот.

На рис. 3 приведены дисперсионные зависимости  $\beta'(\omega)$ , являющиеся низкочастотными и высокочастотными (левая и правая колонки) решениями уравнения (6) для первых двух волноводных мод (чёрные и серые кривые) при значении плазменной частоты  $\omega_p = 2,07 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$  и толщинах слоя полупроводника  $d = 10, 20, 40 \text{ нм}$  (a, b, c). Для низкочастотных решений значения ХП  $\mu = (0; 0,1; 0,2; 0,3) \text{ eV}$  (кривые 1–4), а для высокочастотных решений  $\mu = 0,1 \text{ eV}$  (кривые 2). Указанные решения являются волноводными, так как для них имеет место экспоненциальный спад волнового поля при удалении от границ вне слоя полупроводника. Для низкочастотных (НЧ) решений с ростом ХП происходит сдвиг дисперсионных кривых  $\beta'(\omega)$  в область более высоких частот (ВЧ). При этом максимально возможные значения  $\beta'$  для каждой из мод понижаются. С увеличением толщины слоя  $d$  резко сужается частотная область решений, отвечающих разным значениям ХП графеновых слоёв.

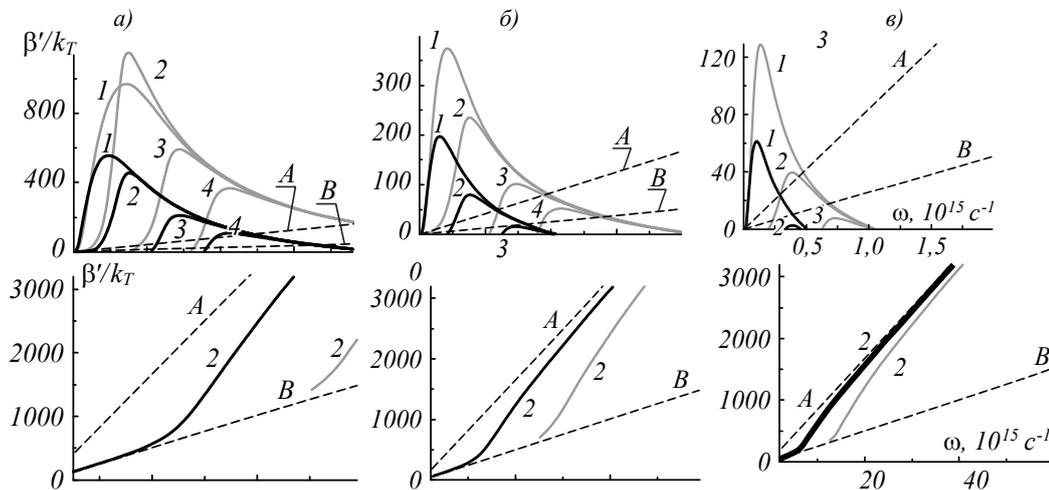


Рис. 3. Частотные зависимости константы распространения. НЧ- и ВЧ-решения уравнения (6): верхняя и нижняя колонки для первой и второй моды (чёрные и серые кривые), при  $\omega_p = 2,07 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ ,  $d = 10, 20, 40 \text{ нм}$  (a–в),  $\mu = (0; 0,1; 0,2; 0,3) \text{ eV}$  (кривые 1–4)

сужается также и область существования низкочастотных решений, и (как показывает более детальный анализ) для выбранных параметров эти решения пропадают на толщинах  $d \geq 84 \text{ нм}$ . При этом вначале пропадают решения, отвечающие первой моде, затем – второй моде.

Для высокочастотных мод зависимости  $\beta'(\omega)$  полностью лежат между линиями А и В, которые отве-

чают фотонной линии  $\beta = k_0 \sqrt{\varepsilon_s}$  и линии отсечки  $\beta = k_0 \sqrt{\varepsilon_c}$  соответственно. Эти линии ограничивают область существования в рассматриваемой структуре волноводных мод. С увеличением  $d$  высокочастотные моды и частота отсечки высших мод ( $m > 1$ ) сдвигаются в область более низких частот. Отметим также, что в отличие от первой моды, вторая мода имеет частоту отсечки.

На рис. 4 приведены зависимости  $\beta'(\omega)$ , отвечающие низкочастотным решениям уравнения (6) для первых двух мод (черные и серые кривые) при значении плазменной частоты  $\omega_p = 2,07 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$ , толщинах  $d = 10, 40 \text{ нм}$  (a, b) и  $\mu = (0; 0,1; 0,2; 0,3) \text{ eV}$  (кривые 1–4). Увеличение на порядок плазменной частоты (за счёт увеличения в полупроводнике на два порядка концентрации носителей) приводит к существенной модификации волноводного спектра в области плазменной частоты.

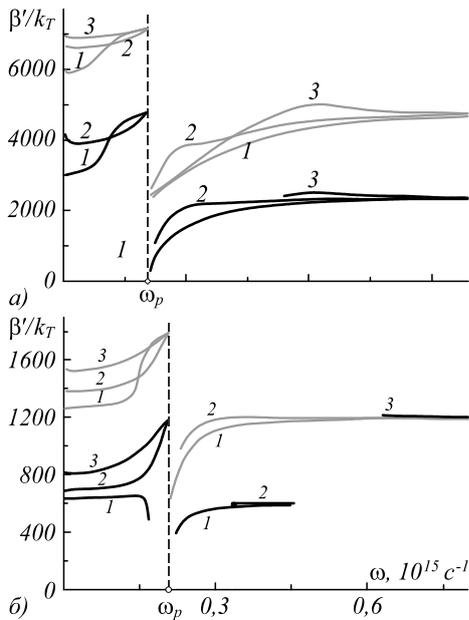


Рис. 4. Частотные зависимости константы распространения (низкочастотные решения) для первых двух мод (чёрные и серые кривые) при  $\omega_p = 2,07 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$ ,  $d = 10, 40 \text{ нм}$  (a, b),  $\mu = (0; 0,1; 0,2; 0,3) \text{ eV}$  (кривые 1-4)

Отметим, что при отсутствии в структуре слоёв графена на границах раздела полупроводника и диэлектрика в рассматриваемом случае возможно существование только поверхностной волны – поверхностных плазмон-поляритонов в области частот ниже плазменной [26, 27].

Для использования поверхностных и объёмных электромагнитных волн в ряде практических приложений важным является вопрос об их длинах пробега в направляющих структурах. Длина пробега волны, в свою очередь, связана с мнимой частью постоянной распространения через соотношение  $l \approx 1/\beta''$ . В связи с этим частотные зависимости длин пробега фактически повторяют зависимости  $\beta''(\omega)$ . На рис. 5 указанные зависимости представлены для первых двух мод при толщинах полупроводниковой плёнки  $d = 10, 40 \text{ нм}$  (a, b) и значениях ХП  $\mu = (0; 0,1; 0,2) \text{ eV}$  (кривые 1–3). При этом для одинаковых толщин плёнки величина  $\beta''(\omega)$  для вторых волноводных мод практически в два раза больше, чем для первых мод. В целом, с ростом толщины плёнки затухание уменьшается и растёт длина пробега. В высокочастотной области все зависимости  $\beta''(\omega)$  выходят на

насыщение. На данных частотах величина  $\beta''$  практически не зависит от ХП графена. Анализ показывает, что длина пробега волны в рассматриваемой структуре для оптического диапазона составляет  $l \approx 10^{-3} \lambda$ . В связи с этим для использования в практических целях рассматриваемых дисперсионных особенностей, возникающих при распространении электромагнитного излучения в структуре, содержащей слои графена, необходима компенсация потерь. Тем не менее, использование графеновых слоёв позволяет эффективно управлять характеристиками распространяющихся волн с помощью внешних электрических полей и температуры.

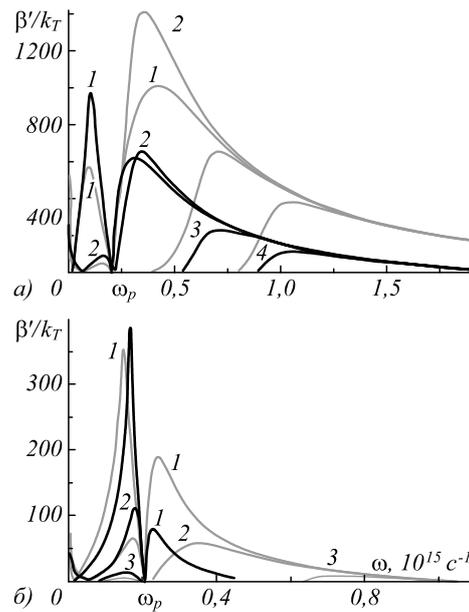


Рис. 5. Частотные зависимости мнимой части константы распространения (низкочастотные решения) для первых двух мод (черные и серые кривые) при  $\omega_p = 2,07 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$ ,  $d = 10, 40 \text{ нм}$  (a, b),  $\mu = (0; 0,1; 0,2) \text{ eV}$  (кривые 1–3)

На рис. 6 зависимости  $\beta'(\omega)$  поверхностной волны приведены для двух значений толщины  $d = 10, 40 \text{ нм}$ . Выше плазменной частоты в слое указанной толщины направляемые волны распространяться не могут.

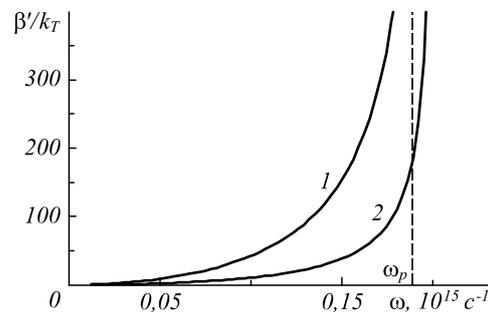


Рис. 6. Частотная зависимость константы распространения поверхностной моды при отсутствии слоёв графена в структуре,  $\omega_p = 2,07 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$ ,  $d = 10, 40 \text{ нм}$  (кривые 1,2)

На рис. 7 для первых двух волноводных мод (синие и красные кривые) приведены частотные зависи-

мости действительной и мнимой части константы распространения при значениях  $\mu=0,1$  eV и  $d=(200, 500, 1000)$  нм (кривые 1–3). Видно, что для выбранных толщин слоя полупроводника реализуются только «высокочастотные» волноводные решения, которые лежат между линиями A и B. На микронных толщинах графеновые слои практически не оказывают влияния на зависимость  $\beta'(\omega)$ . С увеличением толщины волноводного слоя уровень потерь в структуре понижается. При этом длина пробега волноводной моды  $l \approx 1/\beta''$  в структуре оказывается существенно больше толщины слоя (для  $d=500$  нм величина  $l \approx 50$  мкм).

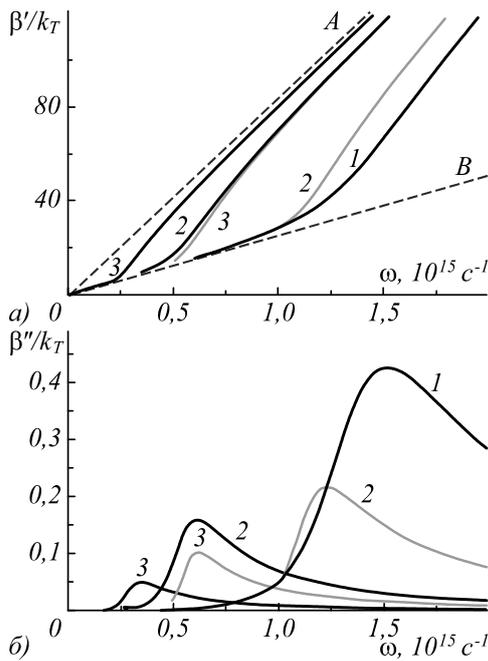


Рис. 7. Частотные зависимости действительной и мнимой части константы распространения для первых двух волноводных мод (чёрные и серые кривые),  $\mu=0,1$  eV,  $d=200, 500, 1000$  нм (кривые 1–3)

Далее убедимся, что распространяющиеся в структуре волны, отвечающие низкочастотным решениям (для которых зависимости  $\beta'(\omega)$  не лежат между линиями A и B), не являются излучательными. На рис. 8 приведена частотная зависимость действительной части поперечной компоненты волнового вектора  $q'_c$  вне волноводного слоя, полученная для первых двух мод (чёрные и серые кривые), ХП  $\mu=0,1$  eV и толщин  $d=40, 60, 80$  нм (a, кривые 1–3) и  $d=200, 500, 1000$  нм (b, кривые 4–6). В исследуемом частотном диапазоне  $q'_c > 0$ , что в соответствии с уравнениями (4) указывает на экспоненциальный спад амплитуды волнового поля при удалении от слоя полупроводника, т.е. локализацию соответствующих волн волноводным слоем. При этом глубина «залегания» поля моды вне волновода  $\lambda_c \approx 1/q'_c$  составляет величину порядка 400 нм для низкочастотных мод и 80 нм – для низкочастотных.

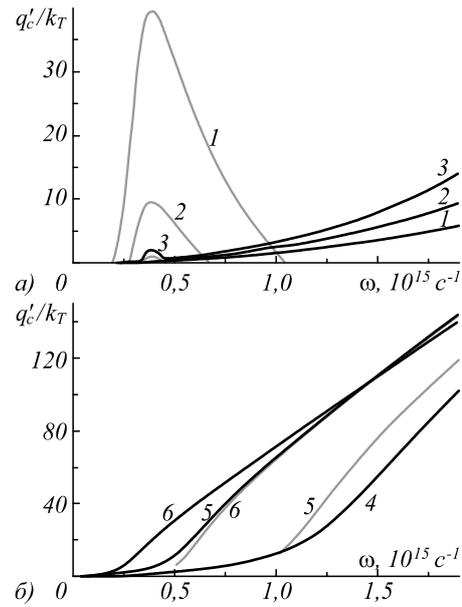


Рис. 8. Частотная зависимость реальной части поперечной компоненты волнового вектора  $q'_c$  для первых двух мод (чёрные и серые кривые),  $\mu=0,1$  eV,  $d=40, 60, 80$  нм (a, кривые 1–3) и  $d=200, 500, 1000$  нм (б, кривые 4–6)

#### 4. Скорости и энергетические потоки

Трансформация дисперсионных кривых, имеющая место при изменении толщины волноводного слоя и ХП графена, указывает на возможность эффективного управления групповой  $v_g=d\omega/d\beta'$  и фазовой  $v_p=\omega/\beta'$  скоростями мод в достаточно широких пределах. Рассмотрим подробнее, как ведут себя указанные скорости в рассматриваемом волноводе. На рис. 9 приведены частотные зависимости нормированных на скорость света в вакууме групповой и фазовой скоростей для первых двух низкочастотных мод (чёрные и серые кривые) при  $\mu=(0; 0,2; 0,3)$  eV (кривые 1–3) в тонком волноводе ( $d=10$  нм). В области частот, где для данного ХП наблюдается наибольшая дисперсия проводимости графена и максимальный рост величины  $\beta'$  (максимальная производная  $d\beta'/d\omega$ ), для указанных мод имеют место достаточно глубокие минимумы групповой скорости, т.е. значительное их замедление. На этих участках  $v_g$  оказывается на два порядка меньше скорости света в вакууме. На частоте, где константа распространения достигает максимума, групповая скорость испытывает разрыв со сменой знака, при этом в области отрицательной производной  $d\beta'/d\omega$  групповая скорость также становится отрицательной. Однако заметим, что для указанной частотной области характерна аномальная дисперсия и сильное поглощение, при которых понятие групповой скорости уже не является корректным. С ростом ХП эта область сдвигается в сторону более высоких частот. Фазовая скорость разрыва не испытывает, но также в области сильной дисперсии графена значительно уменьшается. Так,

при нулевом ХП для обеих рассматриваемых мод  $v_p$  в минимуме также на два порядка меньше скорости света. С ростом ХП зависимости  $v_p(\omega)$  смещаются в область больших минимальных значений и более высоких частот.

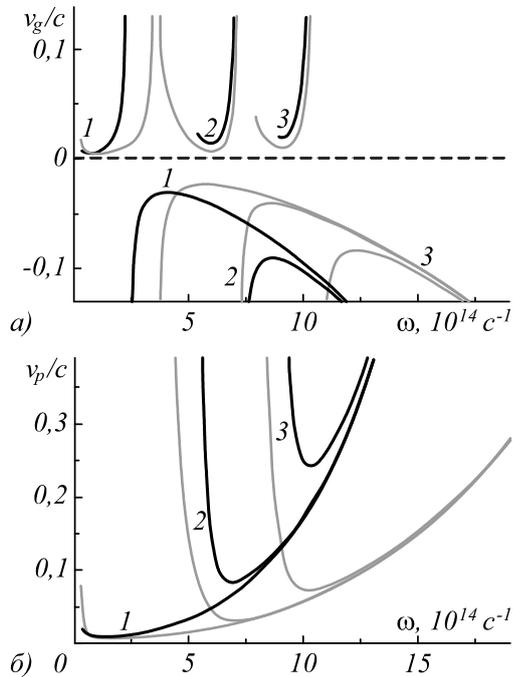


Рис. 9. Частотные зависимости групповой и фазовой скоростей первых двух волноводных мод (чёрные и серые кривые) при  $d = 10$  нм и  $\mu = (0; 0,2; 0,3)$  eV (кривые 1–3)

Энергетической характеристикой волнового процесса является средняя за период плотность потока энергии волноводной моды, которая с учётом гармонической зависимости волнового поля от времени определяется вектором  $\langle \mathbf{S} \rangle = (c/8\pi) \cdot \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)$  [25]. Наличие поперечной и продольной компонент волнового электрического поля приводит к тому, что вектор  $\langle \mathbf{S} \rangle$  имеет как продольную  $\langle S_x \rangle$ , так и поперечную  $\langle S_z \rangle$  составляющие. Продольная компонента энергетического потока, которая определяет перенос энергии моды вдоль волновода в каждой из сред, запишется в виде

$$\langle S_x(x, z) \rangle = S_x(z) \exp(-2\beta''x). \tag{8}$$

Здесь величина  $S_x(z)$  описывает распределение плотности энергетического потока по сечению структуры, а экспоненциальный множитель указывает, что соответствующая мода имеет длину пробега  $l \approx 1/2\beta''$ . На рис. 10 в относительных единицах представлены зависимости  $S_x(z)$  для первых двух мод (a, b), полученные при значениях ХП  $\mu = (0; 0,1)$  eV (сплошные и штриховые кривые) для волноводного слоя с  $d = 10$  нм на частоте  $\omega_p = 3 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$  (слева), а также для  $d = 500$  нм и  $\omega_p = 1,3 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$  (справа). Видно, что для обеих толщин волноводного слоя имеется существенная зависимость распределения потока и, волновых полей от величины ХП и, следовательно, возможность управления волноводным режимом в данной структуре.

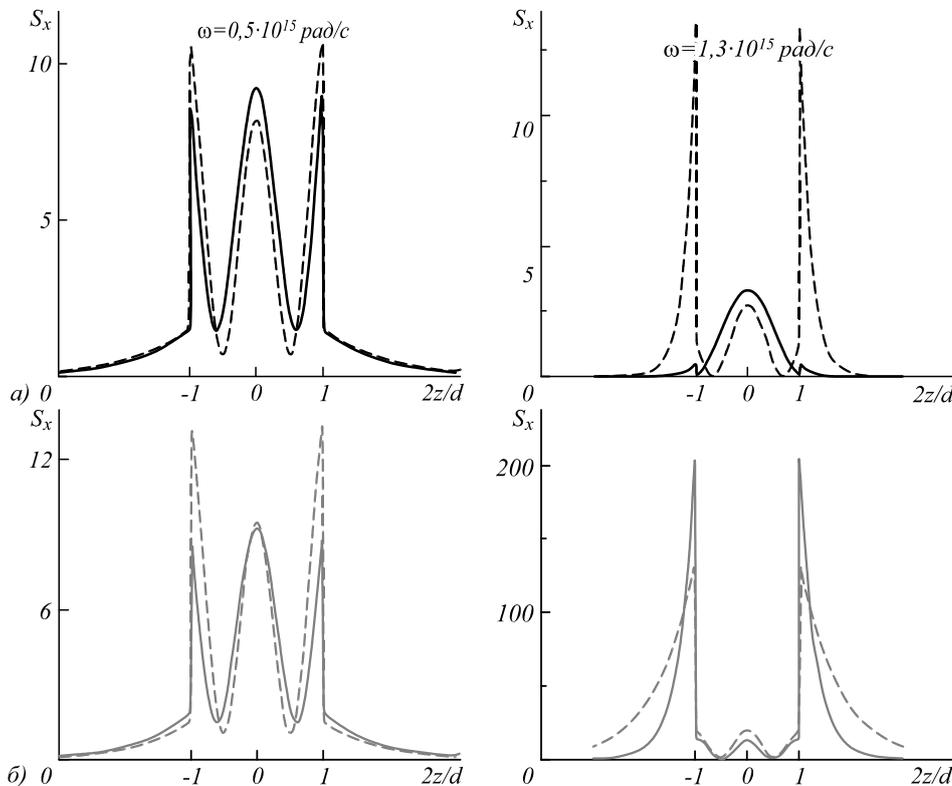


Рис. 10. Распределение плотности потока энергии по сечению структуры для первых двух мод (a, б) и  $\mu = (0; 0,1)$  eV (сплошные и штриховые кривые) при  $d = 10$  нм,  $\omega = 3 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$  (слева) и  $d = 500$  нм,  $\omega = 1,3 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$  (справа)

### Заключение

В данной работе исследованы особенности распространения первых волноводных мод в слое полупроводника, находящемся между двумя монослоями графена. Проведено решение граничной задачи с учётом проводимости графена на границах волноводного слоя, получены дисперсионные соотношения для собственных ТМ-волн в структуре.

На основе численного анализа полученного дисперсионного соотношения построены частотные зависимости константы распространения и поперечной компоненты волнового вектора, групповой и фазовой скоростей, распределения энергетических потоков. Показано, что для исследуемых толщин волноводного слоя существует два типа решений дисперсионного уравнения – низкочастотные и высокочастотные с разной зависимостью от ХП графена. Показана возможность управления волноводными модами за счёт изменения ХП, а также изменения плазменной частоты полупроводника. В частности, можно управлять областью существования волноводных мод, распределением их волнового поля, фазовой и групповой скоростью. Выявлено, что с увеличением толщины волноводного слоя влияние графена на дисперсию волны уменьшается. Обнаружены широкие спектральные интервалы, в которых может реализовываться малая фазовая скорость совместно с отрицательной групповой скоростью. Данная особенность может быть положена в основу работы усиливающих волноводных структур, в которых усиление волны осуществляется за счёт её взаимодействия с направленно движущимися зарядами в условиях, близких к фазовому синхронизму. Таким образом, рассматриваемая волноводная структура может быть положена в основу компактных волноводных структур, дисперсионные характеристики которых могут быть перестроены внешним электрическим полем в процессе распространения мод.

### Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и образования РФ (госзадание № 3.6825.2017/БЧ), РФФИ (договора № 18-42-730001, 18-42-730005).

### Литература

1. **Falkovsky, L.A.** Optical far-infrared properties of a graphene monolayer and multilayer / L.A. Falkovsky, S.S. Pershobuba // *Physical Review B*. – 2007. – Vol. 76. – 153410.
2. **Hanson, G.W.** Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene / G.W. Hanson // *Journal of Applied Physics*. – 2008. – Vol. 103. – 064302.
3. **Castro Neto, A.H.** The electronic properties of graphene / A.H. Castro Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, A.K. Geim // *Reviews of Modern Physics*. – 2009. – Vol. 81. – P. 109-162.
4. **Aleshkin, V.Ya.** Terahertz laser based on optically pumped graphene: model and feasibility of realization / V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov, V.I. Ryzhii // *Pis'ma v ZhETF*. – 2009. – Vol. 89, Issue 2. – P. 70-74.
5. **Katsnelson, M.I.** Optical properties of graphene: The Fermi-liquid approach / M.I. Katsnelson // *Euro Physics Letters*. – 2008. – Vol. 84, Issue 3. – 37001.
6. **Berman, O.L.** Graphene-based one-dimensional photonic crystal / O.L. Berman, R.Ya. Kezerashvili // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2012. – Vol. 24, Issue 1. – 015305.
7. **Madani, A.** Optical properties of one-dimensional photonic crystals containing graphene sheets / A. Madani, R.S. Entezar // *Physica B: Condensed Matter*. – 2013. – Vol. 431. – P. 1-5.
8. **Liang, H.** Graphene surface plasmon polaritons with opposite in-plane electron oscillations along its two surfaces / H. Liang, S. Ruan, M. Zhang, H. Su, I.L. Li // *Applied Physics Letters*. – 2015. – Vol. 109, Issue 9. – 091602.
9. **Berman, O.L.** Magnetoplasmons in layered graphene structures / O.L. Berman, G. Gumbs, Yu.E. Lozovik // *Physical Review B*. – 2008. – Vol. 78, Issue 8. – 085401.
10. **Ferreira, A.** Faraday effect in graphene enclosed in an optical cavity and the equation of motion method for the study of magneto-optical transport in solids / A. Ferreira, J. Viana-Gomes, Yu.V. Bludov, V.M. Pereira, N.M.R. Peres, A. H. Castro Neto // *Physical Review B*. – 2011. – Vol. 84. – 235410.
11. **Babichev, A.V.** Resistivity and thermopower of graphene made by chemical vapor deposition technique / A.V. Babichev, V.E. Gasumyants, V.Y. Butko // *Journal of Applied Physics*. – 2013. – Vol. 113, Issue 7. – 076101.
12. **Gan, C.H.** Synthesis of highly confined surface plasmon modes with doped graphene sheets in the midinfrared and terahertz frequencies / C.H. Gan, H.S. Chu, E.P. Li // *Physical Review B*. – 2012. – Vol. 85. – 125431.
13. **Лозовик, Ю.Е.** Плазмоника и магнитоплазмоника на графене и топологическом изоляторе / Ю.Е. Лозовик // *Успехи физических наук*. – 2012. – Вып. 182. – С. 1111-1116.
14. **Zhu, B.** Nanoscale dielectric-graphene-dielectric tunable infrared waveguide with ultrahigh refractive indices / B. Zhu, G. Ren, S. Zheng, Z. Lin, S. Jian // *Optics Express*. – 2013. – Vol. 21. – 17089.
15. **Zhu, B.** Nanoscale dielectric-graphene-dielectric tunable infrared waveguide with ultrahigh refractive indices / B. Zhu, G. Ren, S. Zheng, Z. Lin, S. Jian // *Optics Express*. – 2013. – Vol. 21, Issue 14. – 17089.
16. **Svintsov, D.** Voltage-controlled surface plasmon-polaritons in double graphene layer / D. Svintsov, V. Vyurkov, V. Ryzhii, T. Otsuji // *Journal of Applied Physics*. – 2013. – Vol. 113, Issue 5. – 053701.
17. **Буслаев, П.И.** Плазмоны в волноводных структурах из двух слоёв графена / П.И. Буслаев, И.В. Иорш, И.В. Шадривов, П.А. Белов, Ю.С. Кившарь // *Письма в ЖЭТФ*. – 2013. – Т. 97(9). – С. 619-623.
18. **Smirnova, D.** Deeply subwavelength electromagnetic Tamm states in graphene metamaterials / D. Smirnova, P. Buslaev, I. Iorsh, I.V. Shadrivov, P.A. Belov, Yu.S. Kivshar // *Physical Review B*. – 2014. – Vol. 89, Issue 24. – P. 2-5.
19. **Евсеев, Д.А.** Волноводные моды в планарной мелкопериодической структуре «графен-диэлектрик» / Д.А. Евсеев, Д.И. Семенцов // *Оптика и спектроскопия*. – 2018. – Т. 124, Вып. 2. – С. 235-240.

20. **Evseev, D.A.** Surface plasmon polaritons at the boundary of a graphene-based thin-layer medium / D.A. Evseev, D.I. Sementsov // *Physics of Solid State*. – 2018. – Vol. 60, Issue 3. – P. 609-613.
21. **Фальковский, Л.А.** Магнитооптика графеновых слоёв / Л.А. Фальковский // *Успехи физических наук*. – 2012. – Т. 182, № 11. – С. 1223-1228.
22. **Novoselov, K.S.** Electric field effect in atomically thin carbon films / K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S.V. Dubonos, I.V. Grigorieva, A.A. Firsov // *Science*. – 2004. – Vol. 306, Issue 10. – P. 666-669.
23. **Gan, С.Н.** Synthesis of highly confined surface plasmon modes with doped graphene sheets in the midinfrared and terahertz frequencies / С.Н. Gan, H.S. Chu, E.P. Li // *Physical Review B*. –2012. – Vol. 85. – 125431.
24. **Агранович, В.М.** Поверхностные поляритоны – электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / В.М. Агранович, Д.Л. Миллс. – Москва: Наука, 1985. – 525 с.
25. **Ландау, Л.Д.** Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – Москва : Наука, 1992. – 664 с. – ISBN: 978-5-9221-1508-7.
26. **Паняев, И.С.** Спектральные свойства нелинейных поверхностных поляритонов среднего ИК-диапазона в структуре «полупроводник–слоистый метаматериал» / И.С. Паняев, Д.Г. Санников // *Компьютерная оптика*. – 2017. – Т. 41, № 2. – С. 183-191. – DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-2-183-191.
27. **Кадомина, Е.А.** Брегговские решётки с подавлением паразитного рассеяния для поверхностных плазмон-поляритонов / Е.А. Кадомина, Е.А. Безус, Л.Л. Досколович // *Компьютерная оптика*. –2018. – Т. 42, № 5. –С. 800-806. – DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-5-800-806.
28. **Khoubafarin Doust, S.** The tunability of surface plasmon polaritons in graphene waveguide structures / S. Khoubafarin Doust, V. Siahpoush, A. Asgari // *Plasmonics*. –2017. – Vol. 12. – P. 1633-1639.

### *Сведения об авторах*

**Абрамов Алексей Сергеевич** в 2011 году окончил Ульяновский государственный университет (УлГУ) по специальности «Радиофизика и электроника». Кандидат физико-математических наук (2016 г.), старший научный сотрудник лаборатории квантовой электроники и оптоэлектроники научно-исследовательского технологического института им. С. П. Капицы УлГУ. Области научных интересов: плазмонные наноструктуры, усиление и генерация поверхностных плазмон-поляритонов, генерация ультракоротких лазерных импульсов. E-mail: [aleksei\\_abramov@mail.ru](mailto:aleksei_abramov@mail.ru).

**Евсеев Дмитрий Александрович** в 2015 году окончил Ульяновский государственный университет (УлГУ) по специальности «Радиофизика и электроника». Аспирант кафедры радиофизики и электроники УлГУ. Области научных интересов: нанофотоника, оптические периодические структуры, усиление и генерация поверхностных плазмон-поляритонов. E-mail: [comrade-dmitriy@mail.ru](mailto:comrade-dmitriy@mail.ru).

**Семенов Дмитрий Игоревич** в 1968 году окончил Ростовский университет. Доктор физико-математических наук (1984), профессор кафедры радиофизики и электроники Ульяновского государственного университета. Действительный член РАЕН, почетный работник высшего профессионального образования РФ. Области научных интересов: оптика активных сред, распространения электромагнитных волн в анизотропных, усиливающих и нелинейных средах, ферромагнитный и спинволновой резонанс. E-mail: [sementsovdi@mail.ru](mailto:sementsovdi@mail.ru).

*ГРНТИ: 29.31.15*

*Поступила в редакцию 17 октября 2019 г. Окончательный вариант – 26 декабря 2019 г.*

---

# Waveguided modes in a planar structure «graphene – thin semiconductor film – graphene»

A.S. Abramov<sup>1</sup>, D.A. Evseev<sup>1</sup>, D.I. Sementsov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russia

## Abstract

We investigated optical-range waveguide modes propagating in a semiconductor film sandwiched between two graphene plates. The mode characteristics were shown to depend on the chemical potential of graphene and the film thickness. Based on the numerical analysis, we obtained dispersion relations for the first waveguide modes, frequency dependences of their group and phase velocities, and the distribution of the energy flux density in the structure. We discovered the presence of spectral bands characterized by small phase and negative group velocities of the waveguide modes. The possibility of tuning the waveguide mode by changing the chemical potential of graphene and the thickness of the semiconductor film was established.

**Keywords:** dispersion, graphene, semiconductor waveguide structure, slow waves, negative group velocity.

**Citation:** Abramov AS, Evseev DA, Sementsov DI. Waveguided modes in a planar structure «graphene – thin semiconductor film – graphene». *Computer Optics* 2020; 44(3): 325-332. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-648.

**Acknowledgements:** The work was partially funded by the Ministry of Science and Education of the Russian Federation (state assignment No. 3.6825.2017/BCh) and the Russian Foundation of Basic Research (agreement No. 18-42-730001, 18-42-730005).

## References

- [1] Falkovsky LA, Pershoguba SS. Optical far-infrared properties of a graphene monolayer and multilayer. *Phys Rev B* 2007; 76: 153410.
  - [2] Hanson GW. Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene. *J Appl Phys* 2008; 103: 064302.
  - [3] Castro Neto AH, Guinea F, Peres NMR, Novoselov KS, Geim AK. The electronic properties of graphene. *Rev Mod Phys* 2009; 81: 109-162.
  - [4] Aleshkin VYa, Dubinov AA, Ryzhii VI. Terahertz laser based on optically pumped graphene: model and feasibility of realization. *JETP Lett* 2009; 89(2): 70-74.
  - [5] Katsnelson MI. Optical properties of graphene: The Fermi-liquid approach. *Euro Physics Letters* 2008; 84(3): 37001.
  - [6] Berman OL, Kezerashvili RYa. Graphene-based one-dimensional photonic crystal. *J Phys Cond Matter* 2012; 24(1): 015305.
  - [7] Madani A, Entezar RS. Optical properties of one-dimensional photonic crystals containing graphene sheets. *Phys B Cond Matter* 2013; 431: 1-5.
  - [8] Liang H, Ruan S, Zhang M, Su H, Li IL. Graphene surface plasmon polaritons with opposite in-plane electron oscillations along its two surfaces. *Appl Phys Lett* 2015; 109(9): 091602.
  - [9] Berman OL, Gumbs G, Lozovik YuE. Magnetoplasmons in layered graphene structures. *Phys Rev B* 2008; 78(8): 085401.
  - [10] Ferreira A, Viana-Gomes J, Bludov YuV, Pereira VM, Peres NMR, Castro Neto AH. Faraday effect in graphene enclosed in an optical cavity and the equation of motion method for the study of magneto-optical transport in solids. *Phys Rev B* 2011; 84: 235410.
  - [11] Babichev AV, Gasumyants VE, Butko VY. Resistivity and thermopower of graphene made by chemical vapor deposition technique. *J Appl Phys* 2013; 113(7): 076101.
  - [12] Gan CH, Chu HS, Li EP. Synthesis of highly confined surface plasmon modes with doped graphene sheets in the midinfrared and terahertz frequencies. *Phys Rev B* 2012; 85: 125431.
  - [13] Lozovik YuE. Plasmonics and magnetoplasmonics based on graphene and a topological insulator. *Phys Usp* 2012; 55: 1035-1039.
  - [14] Zhu B, Ren G, Zheng S, Lin Z, Jian S. Nanoscale dielectric-graphene-dielectric tunable infrared waveguide with ultrahigh refractive indices. *Opt Express* 2013; 21: 17089.
  - [15] Zhu B, Ren G, Zheng S, Lin Z, Jian S. Nanoscale dielectric-graphene-dielectric tunable infrared waveguide with ultrahigh refractive indices. *Opt Express* 2013; 21(14): 17089.
  - [16] Svintsov D, Vyurkov V, Ryzhii V, Otsuji T. Voltage-controlled surface plasmon-polaritons in double graphene layer. *J Appl Phys* 2013; 113(5): 053701.
  - [17] Buslaev PI, Iorsh IV, Shadrivov IV, Belov PA, Kivshar YuS. Plasmons in waveguide structures formed by two graphene layers. *JETP Lett* 2013; 97: 535-539.
  - [18] Smirnova D, Buslaev P, Iorsh I, Shadrivov IV, Belov PA, Kivshar YuS. Deeply subwavelength electromagnetic Tamm states in graphene metamaterials. *Phys Rev B* 2014; 89(24): 2-5.
  - [19] Evseev DA, Sementsov DI. Waveguide modes in a planar graphene-dielectric thin layer structure. *Optics and Spectroscopy* 2018; 124: 230-236.
  - [20] Evseev DA, Sementsov DI. Surface plasmon polaritons at the boundary of a graphene-based thin-layer medium. *Physics of Solid State* 2018; 60(3): 609-613.
  - [21] Falkovsky LA. Magneto-optics of graphene layers. *Phys Usp* 2012; 182: 1140-1145.
  - [22] Novoselov KS, Geim AK, Morozov SV, Jiang D, Zhang Y, Dubonos SV, Grigorieva IV, Firsov AA. Electric field effect in atomically thin carbon films. *Science* 2004; 306(10): 666-669.
  - [23] Gan CH, Chu HS, Li EP. Synthesis of highly confined surface plasmon modes with doped graphene sheets in the midinfrared and terahertz frequencies. *Phys Rev B* 2012; 85: 125431.
-

- 
- [24] Agranovich VM, Mills DL, eds. Surface polaritons – electromagnetic waves at surfaces and interfaces. Elsevier Science Ltd; 1982.
- [25] Landau LD, Lifshitz EM. Electrodynamics of continuous media. 2nd ed. New York: Pergamon Press Ltd; 1984.
- [26] Panyaev, IS, Sannikov DG. Spectral properties of nonlinear surface polaritons of Mid-IR range in a «semiconductor-layered metamaterial» structure. Computer Optics 2017; 41(2): 183-191. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-2-183-191.
- [27] Kadomina EA, Bezus EA, Doskolovich LL. Bragg gratings with parasitic scattering suppression for surface plasmon polaritons. Computer Optics 2018; 42(5): 800-806. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-5-800-806.
- [28] Khoubafarin Doust S, Siahpoush V, Asgari A. The tunability of surface plasmon polaritons in graphene waveguide structures. Plasmonics 2017; 12: 1633-1639.
- 

#### *Authors' information*

**Aleksey Sergeevich Abramov** in 2011 graduated from Ulyanovsk State University (UISU) with a degree in Radio Physics and Electronics. PhD (2016), senior researcher at the Laboratory of Quantum Electronics and Optoelectronics, Scientific Research Technological Institute named after S.P. Kapitsa UISU. Fields of scientific interests: plasmon nanostructures, amplification and generation of surface plasmon polaritons, generation of ultrashort laser pulses.

E-mail: [aleksei\\_abramov@mail.ru](mailto:aleksei_abramov@mail.ru).

**Dmitry Alexandrovich Evseev** in 2015 graduated from Ulyanovsk State University (UISU) with a degree in Radio Physics and Electronics. Post graduated student of Radiophysics and Electronics department, UISU. Areas of scientific interests: nanophotonics, optical periodic structures, amplification and generation of surface plasmon polaritons.

E-mail: [comrade-dmitriy@mail.ru](mailto:comrade-dmitriy@mail.ru).

**Dmitry Igorevich Sementsov** in 1968 graduated from Rostov University. Doctor of Physico-Mathematical Sciences (1984), professor of Radiophysics and Electronics department of Ulyanovsk State University. Full member of the Russian Academy of Natural Sciences, Honorary Worker of Higher Professional Education of the Russian Federation. Fields of scientific interests: optics of active media, propagation of electromagnetic waves in anisotropic, amplifying and non-linear media, ferromagnetic and spin-wave resonance. E-mail: [sementsovdi@mail.ru](mailto:sementsovdi@mail.ru).

---

*Received October 17, 2019. The final version – December 26, 2019.*

---