

## Дисперсия объемных волн в структуре „графен–диэлектрик–графен“

© А.С. Абрамов, Д.А. Евсеев, И.О. Золотовский, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,  
432970 Ульяновск, Россия

e-mail: aleksei\_abramov@mail.ru

Поступила в редакцию 15.08.2018 г.

В окончательной редакции 21.09.2018 г.

Исследованы дисперсионные свойства первых волноводных мод в диэлектрической пленке с обкладками из графена при различных значениях его химического потенциала. Рассмотрено управление фазовой и групповой скоростью первой волноводной моды. Обнаружены спектральные интервалы, в которых наблюдается малая фазовая и отрицательная групповая скорости волноводных мод. Показано, что их дисперсионные характеристики могут перестраиваться с помощью внешнего электрического поля.

DOI: 10.21883/OS.2019.02.47209.239-18

### Введение

В последнее время внимание исследователей привлекают металло-диэлектрические планарные структуры, в частности их волноводные свойства [1–3]. К одному из таких важных свойств можно отнести наличие у металлов широкой частотной области, в которой диэлектрическая проницаемость отрицательна, что позволяет возбуждать на границах раздела металла с диэлектриками поверхностные плазмон-поляритоны (ПП) [4]. Волновые характеристики поверхностных и объемных ПП во многом определяются характером дисперсии материальных параметров граничащих сред. Поведение ПП в металлодиэлектрических волноводных структурах и возможность их практического применения достаточно подробно рассматривались в работах [3,5–7]. Однако использование в качестве волноводящего слоя металлических пленок неизбежно приводит к существенным потерям и значительному уменьшению длины пробега ПП.

Значительный интерес представляют волноводящие структуры, в которых возможно существенное замедление распространяющихся волн, что важно для решения многих прикладных задач фотоники. Существует достаточно большое количество материалов и структур, в которых теоретически предсказано и экспериментально реализовано распространение медленных волн. Прежде всего это высокотемпературные сверхпроводники [8], фотонные кристаллы и метаматериалы [9], планарные структуры, содержащие полупроводниковые пленки [10]. Замедление и управление дисперсионными характеристиками волн в направляющих структурах может быть достигнуто также в результате использования при их формировании слоев графена, химический потенциал (ХП) которого существенно зависит от температуры и внешнего электрического поля [11,12]. Слои графена могут использоваться как покрытие диэлектрической сердцевины в планарных волноводах [11,13–15] или в волоконных световодах [16], а также в более сложных структурах. Возможность управления дисперсионными

свойствами волноводных ТЕ-мод в прямоугольном волноводе с металлическими стенками, диэлектрическим заполнением и слоем графена за счет изменения не только ХП, но и положения графенового слоя внутри волновода, показана в работе [17]. В работе [18] исследованы дисперсионные особенности поверхностных плазмонов в структуре „прямоугольный диэлектрический волновод-монослой графена-покровная среда“. Эффективное управление свойствами направляемых волн в различных волноводных структурах на основе графена может осуществляться как электрическим, так и магнитным полями [19].

В настоящей работе исследуется влияние на дисперсионные свойства волноводных мод в диэлектрической пленке слоев графена, нанесенных на ее поверхности. Рассматривается возможность управления фазовой и групповой скоростями волноводных мод за счет симметричного и несимметричного изменений ХП графеновых слоев.

### Материальные параметры структуры

Исследовать режим волноводного распространения мод будем в планарной структуре, состоящей из тонкой диэлектрической пленки толщиной  $d$ , диэлектрическая проницаемость (ДП) которой  $\varepsilon_d$  в рассматриваемом спектральном диапазоне не обладает дисперсией и является действительной величиной. На поверхности пленки  $z = 0$  и  $z = d$  нанесены два монослоя графена с ХП  $\mu_1$  и  $\mu_2$ , следовательно, с различными проводимостями  $\sigma_1, \sigma_2$ . Пленка со слоями графена находится между двух немагнитных сред с ДП  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ . Геометрия структуры представлена на рис. 1.

Частотная зависимость действительной и мнимой частей комплексной поверхностной проводимости  $\sigma = \sigma' + i\sigma''$  допированного графена определялась в

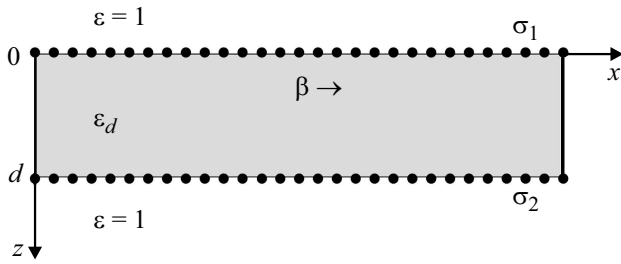


Рис. 1. Геометрия структуры.

рамках модели Кубо соотношениями [20–22]:

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

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

Здесь  $\sigma_0 = e^2/4h$  — фундаментальная (статическая) проводимость графена,  $e$  — заряд электрона,  $h$  — постоянная Планка,  $\omega$  — частота,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура, ХП  $\mu = \hbar v_F \sqrt{\pi n_0}$ , где  $n_0$  и  $v_0$  — концентрация носителей заряда и скорость Ферми в графене.

На рис. 2 представлены частотные зависимости действительной и мнимой частей (сплошные и пунктирные кривые) поверхностной проводимости графена, построенные в соответствии с выражениями (1) для значений ХП  $\mu = (0.1, 0.0, 0.1, 0.2, 0.3)$  eV (кривые 1–5), который можно изменять в эксперименте с помощью внешнего электрического поля. Здесь и далее численный анализ проводится при рабочей температуре  $T = 300$  К. Нулевые и отрицательные значения ХП достигаются за счет приложения нулевого и обратного напряжений смещения соответственно [23]. Видно, что с ростом ХП область роста собственной проводимости  $\sigma'$  смещается в область более высоких частот (сплошные кривые 3–5). Такое же смещение испытывает минимум мнимой части проводимости  $\sigma''$  (штриховые кривые 3–5). При нулевом и отрицательных значениях ХП действительная часть проводимости практически не зависит от частоты (сплошные кривые 1–2), а мнимые части при этом не заходят в отрицательную область (сплошные кривые 1–2). При наличии отрицательных значений мнимой части проводимости в достаточно широкой частотной области (кривые 3–5) в диэлектрическом волноводе с графеновыми слоями на поверхностях возможно распространение как волноводных, так и поверхностных мод. При условии  $\sigma'' > 0$  возможно распространение только объемных волн. Данное условие выполняется для всех значений ХП (кривые 1–5).

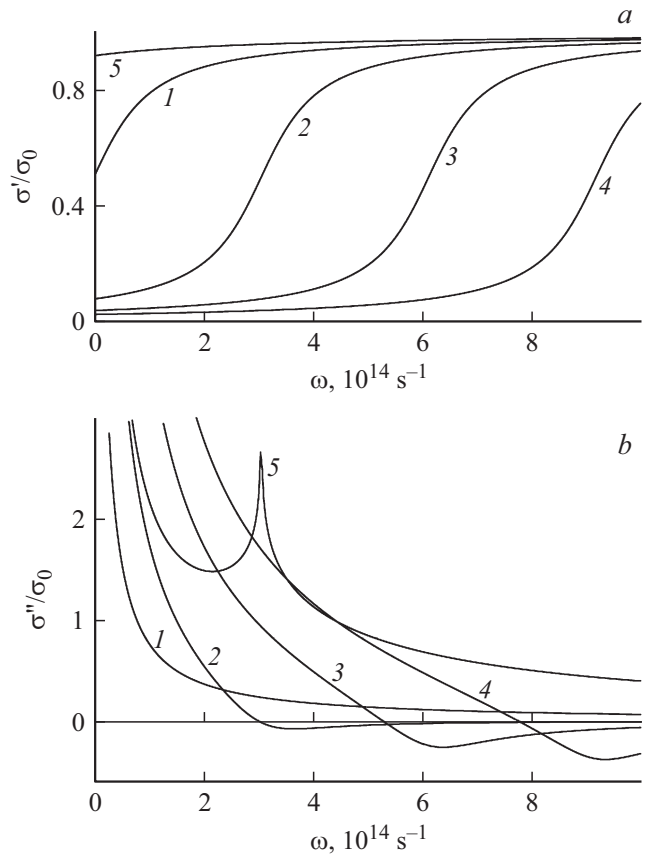


Рис. 2. Частотные зависимости действительной  $\sigma'$  (a) и мнимой части  $\sigma''$  (b) поверхностной проводимости графена для  $\mu = 0, 0.1, 0.2, 0.3, -0.1$  eV (кривые 1–5).

### Волновые поля и дисперсионное соотношение

В исследуемой волноводной структуре могут распространяться оба типа мод линейной поляризации — ТМ и ТЕ. Компоненты волнового поля этих мод зависят от времени и координат следующим образом:

$$F_\alpha(x, z, t) = F_\alpha(z) \exp[i(\omega t - \beta x)], \quad (2)$$

где  $F_\alpha(z)$  — профильные функции,  $\omega$  — частота,  $\beta$  — комплексная константа распространения. Для волны ТМ-типа связь между компонентами поля в каждой из сред ( $j = 1, 2, 3$ ) определяется уравнениями:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial z^2} - q_j^2 H_y = 0, \quad E_x = \frac{i}{k_0 \epsilon_j} \frac{\partial H_y}{\partial z},$$

$$E_z = -\frac{\beta}{k_0 \epsilon_j} H_y, \quad (3)$$

где  $q_j$  — поперечные компоненты волнового вектора в каждой из сред. При этом  $q_{1,3}^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_{1,3}$ ,  $q_2^2 = k_0^2 \epsilon_d - \beta^2$ , где  $k_0 = \omega/c$ ,  $c$  — скорость света в вакууме.

Для решения граничной задачи используем граничные условия для тангенциальных компонент электрического и магнитного полей моды:

$$E_{1x} = E_{2x}, \quad H_{1y} - H_{2y} = \frac{4\pi}{c} \sigma_1 E_{1x} \quad (z = 0),$$

$$E_{2x} = E_{3x}, \quad H_{2y} - H_{3y} = \frac{4\pi}{c} \sigma_2 E_{2x} \quad (z = d). \quad (4)$$

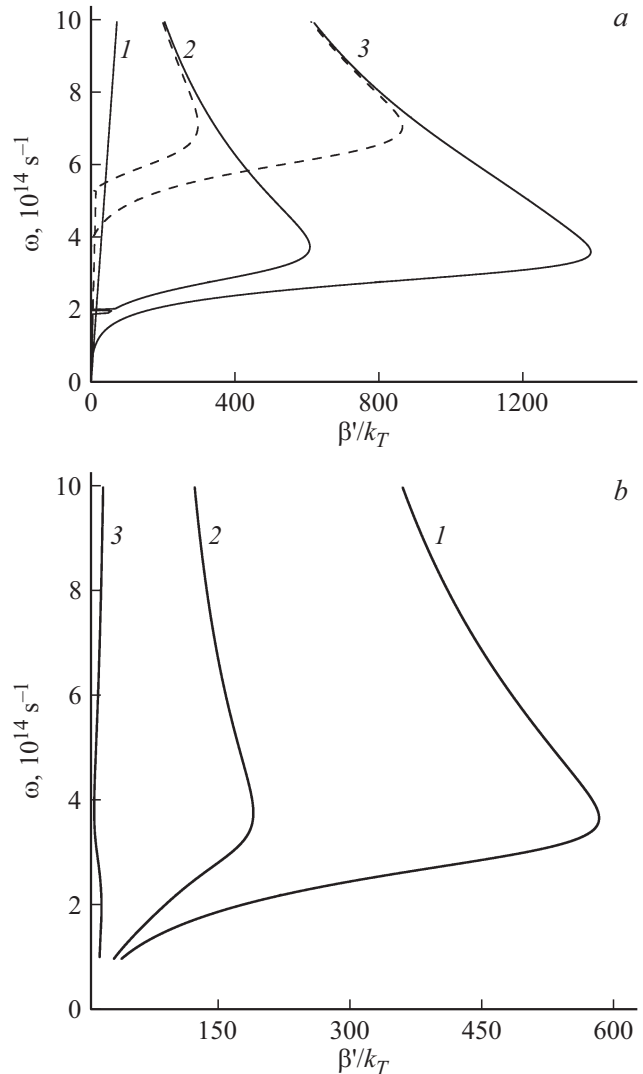
Приравнявая детерминант системы двух пар уравнений (4) к нулю, получаем дисперсионное соотношение для распространяющихся в структуре волн:

$$q_d d = \pi m - \arctg\left(\frac{\varepsilon_1 q_d}{q_1 \varepsilon_d} \left(1 - \frac{4\pi\sigma_1}{c} \frac{q_1}{ik_0 \varepsilon_1}\right)\right) - \arctg\left(\frac{\varepsilon_3 q_d}{q_3 \varepsilon_d} \left(1 - \frac{4\pi\sigma_2}{c} \frac{q_3}{ik_0 \varepsilon_3}\right)\right). \quad (5)$$

Это уравнение с учетом комплексности входящих в него параметров определяет связь действительной и мнимой частей волнового числа  $\beta = \beta' - i\beta''$  с частотой электромагнитной волны. Здесь уравнение (5) записано для случая различных проводимостей на границах волновода и содержит три различные поперечные компоненты волнового вектора. В приближении  $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$  (т.е. в отсутствие слоев графена) выражение (5) сводится к стандартному дисперсионному соотношению для объемных мод в диэлектрическом волноводе [24].

## Численный анализ

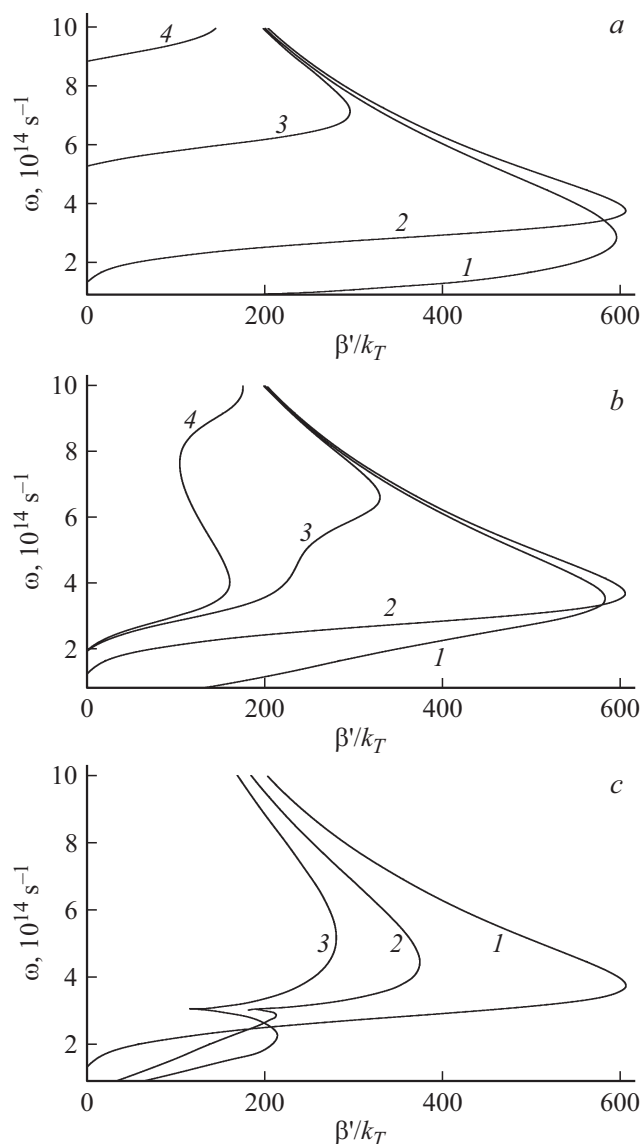
Ниже приведены результаты численного анализа режимов распространения волноводных волн в рассматриваемой структуре. Далее будем считать, что структура находится в вакууме, поэтому  $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$ . На следующих двух рисунках приведены дисперсионные зависимости для волноводных мод в рассматриваемой структуре, которые являются решением уравнения (5) и представлены как зависимость частоты от нормированной действительной части константы распространения  $\beta'$ . Нормировка проводилась на величину  $k_T = k_B T / hc$ , значение которой для рабочей температуры  $T = 300$  К составляет  $k_T = 1314.24 \text{ cm}^{-1}$ . На рис. 3, *a* указанные зависимости получены для первых трех волноводных мод с номерами  $m = 0, 1, 2$  (кривые 1–3) при одинаковых значениях ХП графеновых слоев на обеих границах  $\mu_1 = \mu_2 = (0.1, 0.2) \text{ eV}$  (сплошные и штриховые кривые). Видно, что при выбранном фиксированном значении постоянной распространения изменение ХП слоев графена с  $0.2 \text{ eV}$  до  $0.1 \text{ eV}$  позволяет существенно расширить спектральный диапазон существования волноводных мод в структуре. Так, для первой волноводной моды при значении  $\beta'/k_T = 400$  подобное изменение ХП приводит к расширению спектрального интервала более чем в два раза. На рис. 3, *b* дисперсионные зависимости приведены для толщины слоя диэлектрика (кривые 1–3). Видно, что с увеличением толщины пленки диэлектрика



**Рис. 3.** Дисперсионные зависимости для волноводных мод с  $m = 0, 1, 2$  (*a*, кривые 1–3) при  $\mu_1 = \mu_2 = 0.1, 0.2 \text{ eV}$  (сплошные и штриховые кривые), для первой моды при  $\mu_1 = \mu_2 = 0.1 \text{ eV}$  и  $d = 10, 20, 50 \text{ nm}$  (*b*, кривые 1–3).

мода по-прежнему существует во всем рассматриваемом спектральном интервале, но диапазон постоянных распространения, соответствующих фиксированным частотам, существенно сужается. Уже при толщине пленки  $d = 10, 20, 50 \text{ nm}$  (кривая 3) закон дисперсии становится практически линейным.

В работе [17] управление дисперсионными свойствами первых ТЕ-мод в прямоугольном волноводе с металлическими стенками, диэлектрическим заполнением и слоем графена также осуществлялось за счет изменения ХП графена. Было также установлено влияние ХП на коэффициенты пропускания и отражения волноводных мод. При этом дополнительное влияние на дисперсию волн и волноводные характеристики оказывает расстояние от монослоя графена до металлических стенок волновода.



**Рис. 4.** Дисперсионные зависимости для первой волноводной моды в структуре с  $\mu_1 = \mu_2 = 0, 0.1, 0.2, 0.3$  eV (а, кривые 1–4);  $\mu_1 = 0.1$  eV и  $\mu_2 = 0.0, 0.1, 0.2, 0.3$  eV (b, кривые 1–4);  $\mu_1 = 0.1$  eV,  $\mu_2 = 0.1, -0.1$  eV (с, кривые 1, 2) и  $\mu_1 = \mu_2 = -0.1$  eV (с, кривая 3).

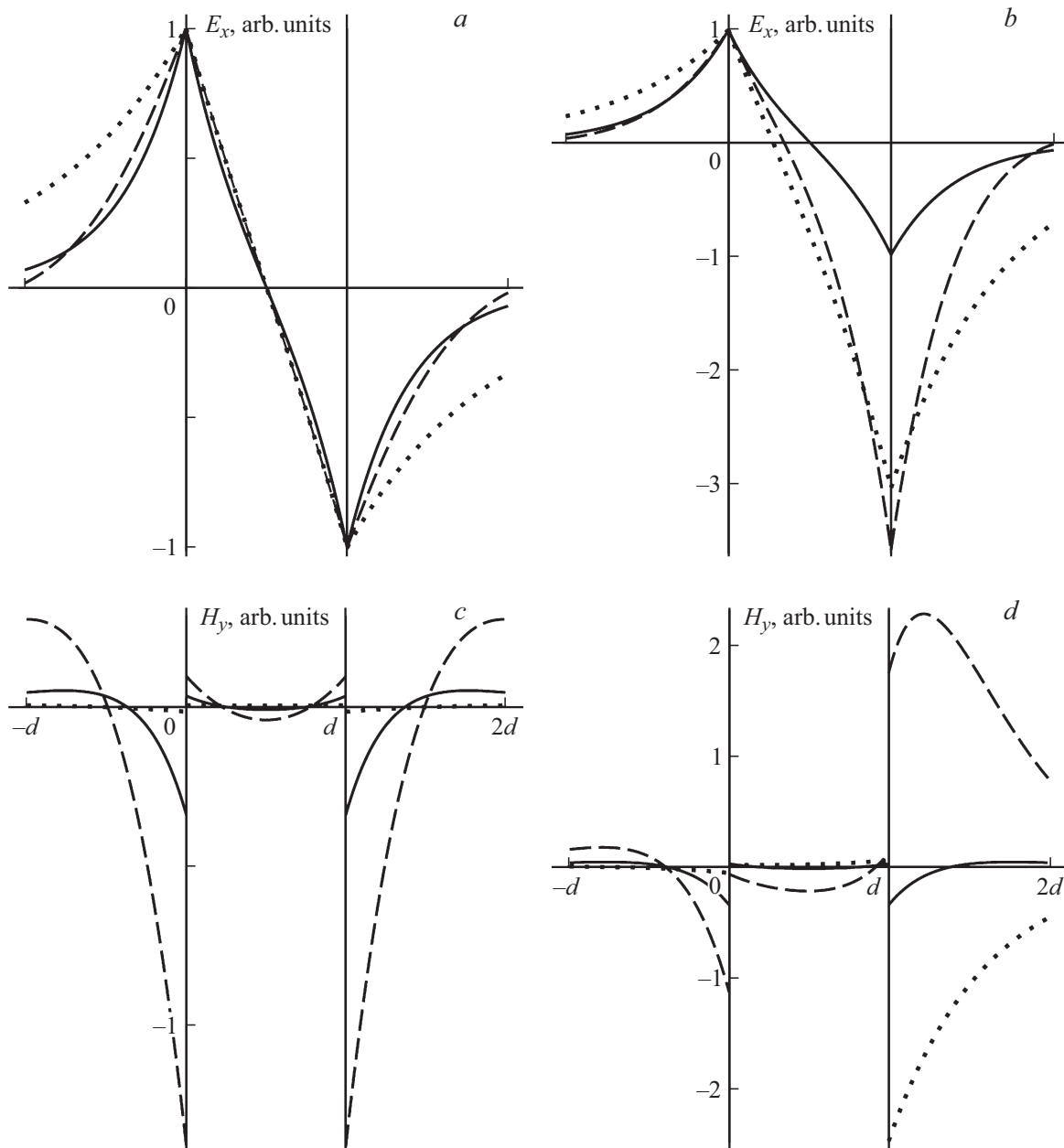
На рис. 4 для первой волноводной моды приведены дисперсионные зависимости для различных комбинаций ХП графеновых слоев. Вначале рассмотрим симметричную ситуацию, когда  $\mu_1 = \mu_2 = 0.0, 0.1, 0.2, 0.3$  eV (рис. 4, а, кривые 1–4). Анализ показывает, что в рассматриваемом спектральном диапазоне  $\omega = (10^{14} \dots 10^{15}) \text{ c}^{-1}$  первая мода может распространяться в структуре, только если  $\mu_1 = \mu_2 \leq 0.3$  eV. При этом максимальное значение постоянной распространения  $\beta' \approx 600k_T$  для  $\mu_1 = \mu_2 = 0.1$  eV, что отвечает наименьшему значению длины пробега волны при выбранных значениях параметров. При увеличении ХП графеновых обкладок область существования первой

моды смещается к более высоким частотам, а диапазон возможных постоянных распространения сужается, т.е. сужается интервал длин пробега моды при фиксированном значении частоты. Так, при значениях  $\mu_1 = \mu_2 = 0.5$  eV волноводные моды могут существовать в области частот  $\omega = (1.6 \dots 2.0) \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$ . При этом их максимальное значение постоянной распространения снижается до  $\beta'/k_T \approx 23$ , что отвечает увеличению длины пробега волны при выбранных значениях параметров.

В несимметричной ситуации, когда ХП изменяется только для одного из слоев графена, например  $\mu_1 = 0.1$  eV, а  $\mu_2 = 0.0, 0.2, 0.3$  eV (рис. 4, b, кривые 1, 3, 4), дисперсионные зависимости имеют более сложный вид. Видно, что чем больше разница ХП слоев, тем в большей степени меняется характер дисперсии волноводных мод и начинают проявляться особенности, связанные с наличием графена: в частности, область их существования также сужается, но появляются дополнительные экстремумы зависимости  $\beta'(\omega)$ , соответствующие бесконечно большой групповой скорости. Более того, варьируя значения ХП слоев графена, можно смещать частотный диапазон, в котором групповая скорость волн отрицательна. При отрицательных значениях ХП на одной из обкладок на дисперсионных зависимостях проявляются изгибы, обусловленные резонансом мнимой части проводимости графена:  $\mu_1 = 0.1$  eV,  $\mu_2 = 0.1, -0.1$  eV (рис. 4, с, кривые 1, 2). Эффект проявляется сильнее в случае, когда значения ХП обоих слоев графена отрицательны:  $\mu_1 = \mu_2 = -0.1$  eV (кривая 3).

На рис. 5 приведены распределения электрического и магнитного полей первой моды ( $m = 1$ ) по сечению структуры, отвечающие частоте  $\omega = 4 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$  и различным значениям ХП  $\mu_1$  и  $\mu_2$ . Распределения построены для двух случаев, когда  $\mu_1 = \mu_2 = -0.1, 0.0, 0.1$  eV (соответственно штриховые, пунктирные и сплошные кривые на рис. 5, а) и  $\mu_1 = (0, 0.1, 0.3)$  eV,  $\mu_2 = 0.1$  eV (штриховые, сплошные и пунктирные кривые на рис. 5, б). Видно, что наличие монослоев графена приводит к разрыву магнитного поля на границах волноводного слоя. При симметричных значениях ХП распределение полей в волноводной структуре также обладает симметрией. На рисунке приведен случай антисимметричного электрического поля и симметричного магнитного поля. При  $\mu_1 \neq \mu_2$  симметрия в распределении полей пропадает. Изменяя величину ХП, можно существенно модифицировать распределение волнового поля в структуре и тем самым влиять на ее дисперсионные свойства.

Далее на основании приведенных дисперсионных зависимостей было рассмотрено влияние графеновых обкладок на частотные зависимости фазовых (рис. 6) и групповых (рис. 7) скоростей для первой волноводной моды. Для построения указанных зависимостей использовались следующие значения ХП:  $\mu_1 = \mu_2 = -0.1, 0.1, 0.2, 0.3$  eV (рис. 6 и 7, а, кривые 1–4) и  $\mu_1 = 0.1$  eV,  $\mu_2 = -0.1, 0.1, 0.2, 0.3$  eV (рис. 6 и 7, б,



**Рис. 5.** Распределение электрического и магнитного полей волны по сечению структуры для первой волноводной моды  $\mu_1 = \mu_2 = -0.1, 0.0, 0.1$  eV (а, штриховые, пунктирные и сплошные кривые) и  $\mu_1 = 0, 0.1, 0.3$  eV,  $\mu_2 = 0.1$  eV (б, штриховые, сплошные и пунктирные кривые),  $\omega = 6 \cdot 10^{14}$  s<sup>-1</sup>.

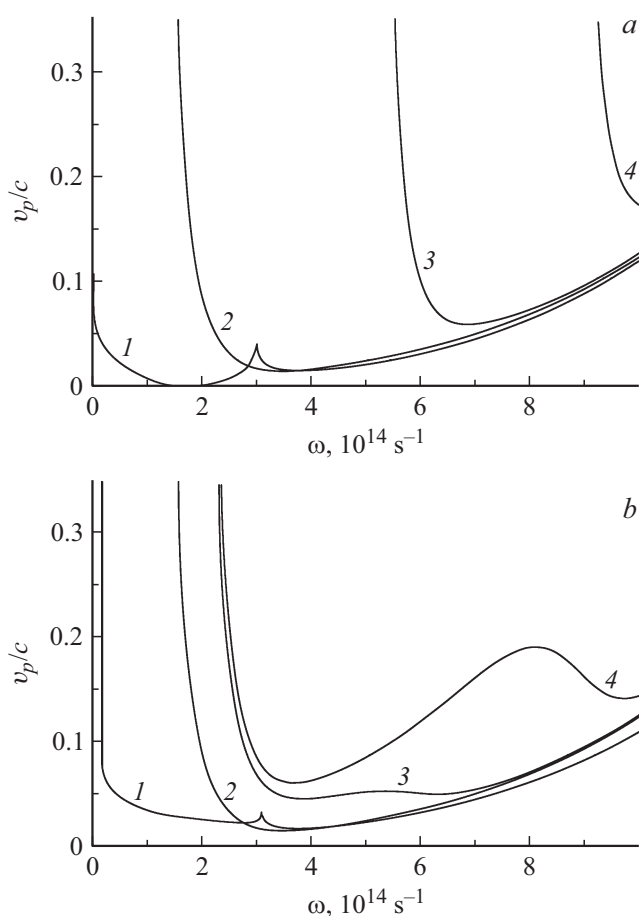
кривые 1–4). Для фазовой скорости  $v_{ph} = \omega/\beta'$  после резкого спада в узком спектральном интервале наблюдается дальнейший плавный рост, характерный для значений ХП  $\mu_1 = \mu_2 = 0.1, 0.2$  eV (рис. 6, а, кривые 2, 3). Минимальные значения, которых может достигать фазовая скорость волны в структуре  $v_{ph}/c$ ; 0.2 (т.е. замедление в 50 раз), соответствуют нулевому ХП (кривая 1). С точки зрения замедления волны, оптимальным является выбор нулевого ХП, при котором  $v_{ph}$  можно считать малой и постоянной величиной в диапазоне  $\omega = (1 \dots 3) \cdot 10^{14}$  s<sup>-1</sup>. Для случая разных ХП на гра-

ницах волновода функция  $v_{ph}(\omega)$  может иметь один или несколько экстремумов (рис. 6, б, кривые 3, 4), что открывает дополнительные возможности для управления. Отметим, что по сравнению со случаем одинаковых ХП обкладок, когда области наблюдения волн сужаются с одновременным увеличением ХП, при фиксированном ХП верхней границы и изменении ХП нижней сужения области существования волн не происходит (рис. 6, б, кривые 2–4).

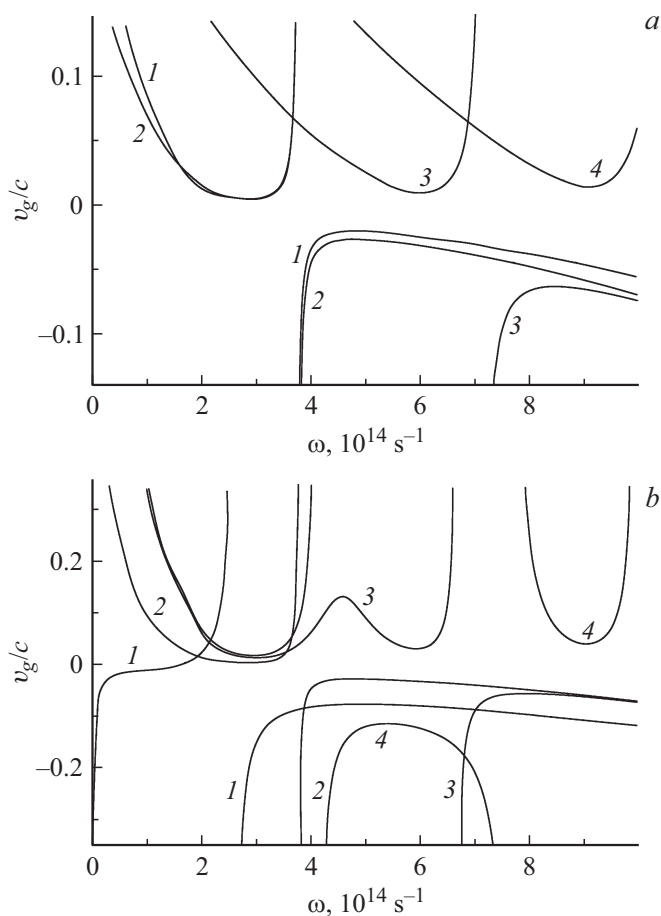
Замедление первых волноводных мод в структуре „диэлектрический волновод-монослой графена-покровная

среда“ установлено также в работе [18]. Так, в среднем ИК диапазоне ( $8-16\ \mu\text{m}$ ) значения модового эффективного показателя преломления достигало значений, близких к 100. Это указывает на то, что фазовые скорости распространяющихся в структуре волн могут быть практически на 2 порядка меньше скорости света в вакууме.

Для групповой скорости  $v_g = d\omega/d\beta'$  до критической частоты, отвечающей перегибу дисперсионной кривой (и, как следствие, стремлению  $v_g \rightarrow \infty$ ), характерны положительные значения. Для волн с частотами  $\omega > \omega_{cr}$  групповая скорость отрицательна. Частотная область, в которой групповая скорость отрицательна, может быть смещена за счет изменения ХП нижней обкладки (рис. 7, *a*, кривые 1–4). При значениях ХП  $\mu_1 = 0.1\ \text{eV}$ ,  $\mu_2 = 0.2\ \text{eV}$  групповая скорость принимает малые и положительные значения в частотном диапазоне  $\omega = (1.0 \dots 3.5) \cdot 10^{14}\ \text{s}^{-1}$  (рис. 7, *b*, кривая 3). Для отрицательных значений ХП появляется дополнительная частотная область, в которой наблюдается отрицательная групповая скорость волноводной моды (кривые 2, 3).



**Рис. 6.** Частотные зависимости фазовых скоростей для первой волноводной моды при  $\mu_1 = \mu_2 = -0.1, 0.1, 0.2, 0.3\ \text{eV}$  (*a*, кривые 1–4) и  $\mu_1 = 0.1\ \text{eV}$ ,  $\mu_2 = -0.1, 0.1, 0.2, 0.3\ \text{eV}$  (*b*, кривые 1–4).



**Рис. 7.** Частотные зависимости групповых скоростей для первой волноводной моды при  $\mu_1 = \mu_2 = -0.1, 0.1, 0.2, 0.3\ \text{eV}$  (*a*, кривые 1–4) и  $\mu_1 = 0.1\ \text{eV}$ ,  $\mu_2 = -0.1, 0.1, 0.2, 0.3\ \text{eV}$  (*b*, кривые 1–4).

### Заключение

В настоящей работе рассмотрены особенности распространения первых волноводных мод в диэлектрическом слое, находящемся между двумя монослоями графена. Изменение ХП графена может осуществляться в результате изменения напряжения затвора между графеновыми обкладками. Для первой волноводной моды показана возможность управления ее дисперсионными параметрами за счет изменения ХП графеновых слоев. В частности, можно управлять областью существования волноводной моды, ее фазовой и групповой скоростью. Рассматриваемая волноводная структура может быть положена в основу компактных диэлектрических волноводных структур, дисперсионные характеристики которых могут быть перестроены внешним электрическим полем в процессе распространения мод.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (в рамках проекта № 17-72-10135) и министерства образования и науки РФ (проект № 14.Z50.31.0015).



## Список литературы

- [1] *Iorsh I.V., Shadrivov I.V., Belov P.A., Kivshar Yu.S.* // JETP Letters. 2013. V. 97. N 5. P. 287. doi 10.7868/S0370274X13050020
- [2] *Федянин Д.Ю., Арсенин А.В., Лейман В.Г., Гладун А.Д.* // Квант. Электрон. 2009. Т. 39. № 8. С. 745; *Fedyanin D.Yu., Arsenin A.V., Leiman V.G., Gladun A.D.* // Quantum Electronics. 2009. V. 39. N 8. P. 745. doi 10.1070/QE2009v039n08ABEH014072
- [3] *Suarez I., Fernando A., Marques-Hueso J., Diez A., Abarguez R., Rodriguez-Canto P., Martinez-Pastor J.* // Nanophotonics. 2017. V. 6. N 5. P. 1109. doi 10.1515/nanoph-2016-0166
- [4] *Агранович В.М., Миллс Д.Л.* Поверхностные поляритоны: электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред. М.: Наука, 1985. 525 с.; *Agranovich V.M., Mills D.L.* Surface Polaritons — Electromagnetic waves at surfaces and interfaces. Elsevier Science Ltd, 1982. 734 p.
- [5] *Fong N.R., Menotti M., Lisicka-Skrzek E., Northfield H., Olivieri A., Tait N., Liscidini M., Berini P.* // ACS Photonics. 2017. V. 4. N 3. P. 593. doi 10.1021/acsp Photonics.6b00930
- [6] *Berini P., De Leon I.* // Nature Photonics. 2012. V. 6. P. 16–24. doi 10.1038/nphoton.2011.285
- [7] *Verhagen E., Dionne J.A., Kuipers L., Polman A.* // Nano Letters. 2008. V. 8. N 9. P. 2925. doi 10.1021/nl801781g
- [8] *Basov D.N., Timusk T.* // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 721. doi 10.1103/RevModPhys.77.721
- [9] *Kaina N., Causier A., Bourlier Y., Fink M., Berthelot T., Lero-sey G.* // Scientific Rep. 2017. V. 7. 15105. doi 10.1038/s41598-017-15403-8
- [10] *Gad S.A., Boshta M., Moustafa A.M., Abo El-Soud A.M.* // Solid State Sci. 2011. V. 13. N 1. P. 23. doi 10.1016/j.solidstatesciences.2010.09.022
- [11] *Smirnova D.A., Iorsh I.V., Shadrivov I.V., Kivshar Yu.S.* // JETP Letters. 2014. V. 99. N 8. P. 527. doi 10.1134/S002136401408013X
- [12] *Hajaj E., Shtempluk O., Kochetkov V., Razin A., Yaish Y.* // Phys. Rev. B. 2013. V. 88. N 4. P. 045128. doi 10.1103/PhysRevB.88.045128
- [13] *Evseev D.A., Eliseeva S.V., Sementsov D.I.* // Eur. Phys. J. Appl. Phys. 2017. V. 80. P. 10501. doi 10.1051/epjap/2017170167
- [14] *Евсеев Д.А., Семенцов Д.И.* // Опт. и спектр. 2018. Т. 18. № 2. С. 235. doi 10.21883/OS.2018.02.45530.129-17
- [15] *Wang L., Yan Q., Xu H., Wang H., Zhang G., Zhou X.* // Phys. Lett. A. 2016. V. 380. N 40. P. 3297. doi 10.1016/j.physleta.2016.07.063
- [16] *Gorbach A., Marini A., Alkorre H., Skryabin D.* // Opt. Lett. 2013. V. 38. N 24. P. 5244. doi 10.1364/OL.38.005244
- [17] *Shkerdin G., Guo-Qiang H., Alkorre H., Stiens J.* // J. Opt. 2017. V. 19. N . P. 015606. doi 10.1088/2040-8986/19/1/015606
- [18] *Xu W., Zhu Z., Liu K., Zhang J., Yuan X., Lu Q., Qin S.* // Optics Express. 2015. V. 23. N 4. P. 5147. doi 10.1364/OE.23.005147
- [19] *Gan C.H., Chu H.S., Li E.P.* // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. P. 125431. doi 10.1103/PhysRevB.85.125431
- [20] *Фальковский Л.А.* // УФН. 2012. Т. 182. № 11. С. 1223; *Falkovsky L.A.* // Phys. Usp. 2012. V. 55. P. 1140. doi 10.3367/UFNe.0182.201211i.1223
- [21] *Hanson G.W.* // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. P. 064302. doi 10.1063/1.2891452
- [22] *Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V., Jiang D., Zhang Y., Dubonos S.V., Grigorieva I.V., Firsov A.A.* // Science. 2004. V. 306. P. 666–669. doi 10.1126/science.1102896
- [23] *Алисултанов З.З., Мейланов Р.П.* // ФТП. 2014. Т. 48. № 7. С. 951; *Alisultanov Z.Z., Meilanov R.P.* // Semiconductors. 2014. V. 48. N 7. P. 924. doi 10.1134/S1063782614070021
- [24] *Содха М.С., Гхатак А.К.* Неоднородные оптические волноводы. М.: Связь, 1980. 216 с.; *Sodha M.S., Ghatak A.K.* Inhomogeneous Optical Waveguides. NY: Plenum Press, 1977. 269 p.