18,13

Поверхностные плазмон-поляритоны в тонкой пленке „графен-полупроводник-графен“

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

Ульяновский государственный университет,
Ульяновск, Россия

E-mail: sementsovdi@mail.ru

Поступила в Редакцию 27 декабря 2018 г.
В окончательной редакции 27 декабря 2018 г.
Принята к публикации 16 апреля 2019 г.

Исследуются дисперсионные свойства поверхностных плазмон-поляритонов в полупроводниковой пленке с обкладками из графена в области дальнего инфракрасного излучения, а также возможность управления режимами распространения за счет изменения химического потенциала на одной или обеих обкладках. Получены и проанализированы дисперсионные соотношения для волн ТЕ и ТМ поляризаций, построены распределения по структуре волнового поля и энергетических потоков. Обнаружены спектральные интервалы, в которых групповая скорость поверхностных волн отрицательна.

Ключевые слова: пленка полупроводника, слои графена, химический потенциал, плазмон-поляритоны, дисперсионные свойства.

DOI: 10.21883/FTT.2019.08.47987.349

1. Введение

Известно, что свойства поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) во многом определяются характером дисперсии материальных параметров граничащих сред. В металло-диэлектрических направляющих структурах существование ППП обусловлено наличием широкой частотной области, в которой диэлектрическая проницаемость (ДП) металла отрицательна. Поведение и возможность практического применения ППП в таких структурах достаточно подробно исследовались в работах [1–7]. Однако использование в качестве направляющей поверхности металла неизбежно приводит к быстрому затуханию и малым длинам пробега поляритона. В этой связи интерес могут представлять структуры на основе полупроводниковых материалов, в которых ниже плазменной частоты также возможно существование и управление параметрами поверхностных волн [8–11].

В последнее время как один из перспективных материалов фотоники рассматривается графен и различные структуры на его основе. Ввиду особенностей дисперсии его проводимости физические свойства графеновых структур могут существенно отличаться от свойств структур на основе других материалов [12-18]. Для практических применений важную роль играют направляющие свойства графеновых структур, которые могут удерживать в широкой частотной области (от терагерцовой до оптической) локализованные плазмонные моды как на монослое графена, так и на двух и более его слоях, разделенных слоями диэлектрика [19–22].

В настоящей работе исследуются условия существования поверхностных ПП в тонкой пленке полупроводника с нанесенными на нее с обеих сторон слоями графена, изучается возможность управления их дисперсионными характеристиками за счет изменения химического потенциала (ХП) графена, показана возможность существенного замедления распространяющихся в структуре волн, а также достижения отрицательных значений их групповой скорости.

2. Материальные параметры структуры

Распространение поверхностных ПП будем рассматривать в структуре, состоящей из тонкой пленки слаболегированного полупроводника толщиной d, на обе (или одну) поверхности которой нанесен слой графена. Пленка со слоями графена находится между двух сред с ДП ε_1 и ε_3, не зависящими от частоты. ДП полупроводника в приближении Друдэ–Лоренца представим в виде

$$\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_1\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}\right), \tag{1}$$

где ε_1 — вклад решетки, ω_p — плазменная частота, γ — частота релаксации [16]. Магнитные проницаемости всех сред приняты равными единице.

Частотная зависимость действительной и мнимой компонент поверхностной проводимости допированного графена $\sigma = \sigma' + i\sigma''$ в рамках модели Кубо определя-

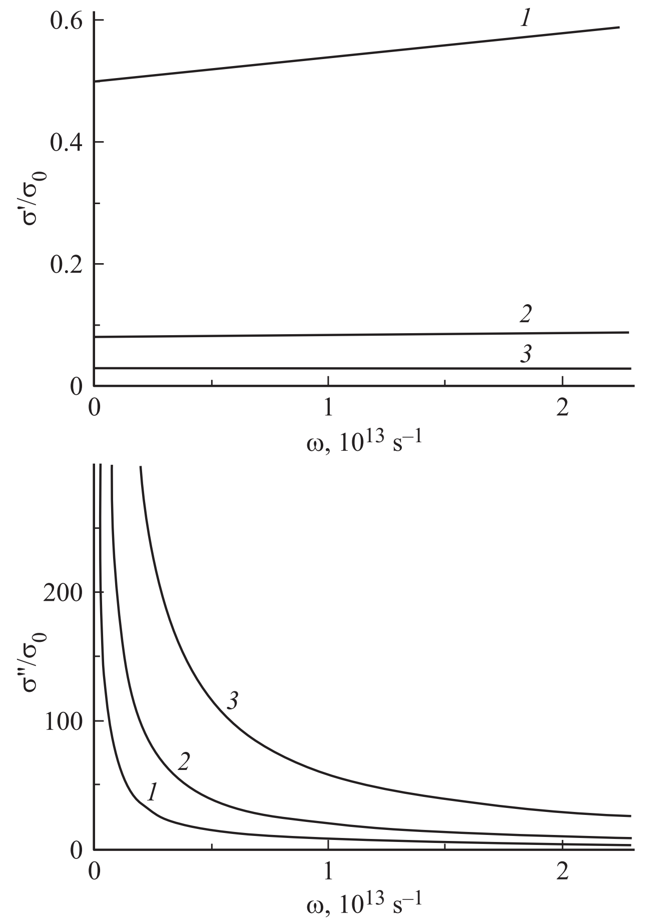

Рис. 1. Частотные зависимости действительной и мнимой части поверхностной проводимости графена при $\mu_{1,3} = (0.0, 0.1, 0.3)$ eV (кривые *1–3*).

ется соотношениями [15,17]:

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

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

где $\sigma_0 = e^2/4\hbar$ — фундаментальная (статическая) проводимость графена, e — заряд электрона, $\hbar$ — постоянная Планка, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, $\mu = \hbar v_F\sqrt{\pi n_0}$ — ХП, где n_0 и v_F — концентрация носителей заряда и скорость Ферми в графене. На рис. 1 представлены частотные зависимости действительной и мнимой частей поверхностной проводимости графена, построенные в соответствии с выражениями (2) для температуры $T = 300$ K и значений ХП $\mu = (0.0, 0.1, 0.3)$ eV (кривые *1–3*). Величиной ХП в эксперименте можно эффективно управлять с помощью внешнего электрического поля и температуры [18].

3. Волновые поля и дисперсионное соотношение

Будем считать, что в исследуемой структуре вдоль оси OX, параллельной границам раздела сред, могут распространяться локализованные волны линейной поляризации двух типов — ТМ и ТЕ с компонентами поля (E_x, H_y, E_z) и (H_x, E_y, H_z) соответственно. Каждая из этих компонент зависит от времени и координат следующим образом:

$$F_a(x, z, t) = F_a(z)\exp[i(\omega t - \beta x)], \tag{3}$$

где $F_a(z)$ — профильные функции, β — константа распространения, ω — частота. Уравнения для профильных функций волнового поля в каждой из сред ($j = 1, 2, 3$) имеют вид

$$\frac{\partial^2 F_y}{\partial z^2} - q_j^2 F_y = 0. \tag{4}$$

Здесь для волны ТМ типа $F_y = H_y$, для волны ТЕ типа $F_y = E_y$, поперечные компоненты волнового вектора $q_j = \sqrt{\beta^2 - k_0^2\varepsilon_j}$, где $k_0 = \omega/c$, c — скорость света в вакууме. Величины q_j характеризуют тип волны и глубину проникновения поля ПВ в подложку и покровную среду. Необходимыми условиями существования волноводного режима в структуре являются неравенства $\mathrm{Re}q_j^2 > 0$, которые обеспечивают экспоненциальный спад амплитуды волнового поля при удалении от границ раздела. Также требуется выполнение неравенств $\beta' > 0$, $\beta'' > 0$, первое из которых указывает на положительность фазовой скорости волны в структуре, второе — на отсутствие усиления. Существование ПВ в структуре определяется условием $\mathrm{Re}q_2^2 = \mathrm{Re}(\beta^2 - k_0^2\varepsilon_2) > 0$, при невыполнении этого неравенства в структуре возможно распространение волноводных мод.

Решение уравнения (4) для поверхностной ТМ волны запишем в виде

$$F_y(z) = \begin{cases} A_1\exp(q_1 z), & z < 0, \\ A_2\,\mathrm{ch}(q_2 z) + A_3\,\mathrm{sh}(q_2 z), & 0 < z < d, \\ A_1\exp(-q_3 z). & z > d. \end{cases} \tag{5}$$

Для определения входящих в (5) коэффициентов A_j и нахождения дисперсионного соотношения используем граничные условия для тангенциальных компонент электрического и магнитного полей при $z = 0, d$

$$E_{1,3x} = E_{2x},\ H_{1,3y} - H_{2y} = \pm(4\pi/c)\sigma_{1,3}E_{1,3x}\ (\mathrm{TM}),$$

$$E_{1,3y} = E_{2y},\ H_{1,3x} - H_{2x} = \mp(4\pi/c)\sigma_{1,3}E_{1,3y}\ (\mathrm{TE}). \tag{6}$$

Для решения этих уравнений необходимо учитывать связь компонент волнового поля: в случае ТМ и ТЕ волн

$$E_x = (ik_0\varepsilon_j)^{-1}(\partial H_y/\partial z), E_z = (\beta/k_0\varepsilon_j)H_y\ (\mathrm{TM}),$$

$$H_x = (ik_0)^{-1}(dE_y/dz),\ H_z = (\beta/k_0)E_y\ (\mathrm{TE}). \tag{7}$$

С учетом (5)−(7) для указанного типа волн получаем следующие дисперсионные соотношения

$$\exp(2q_2d)=\frac{1-\frac{\varepsilon_1q_2}{\varepsilon_2q_1}-i\,\frac{4\pi\sigma_1q_2}{\varepsilon_2ck_0}}{1+\frac{\varepsilon_1q_2}{\varepsilon_2q_1}+i\,\frac{4\pi\sigma_1q_2}{\varepsilon_2ck_0}}\;\frac{1-\frac{\varepsilon_3q_2}{\varepsilon_2q_1}-i\,\frac{4\pi\sigma_3q_2}{\varepsilon_2ck_0}}{1+\frac{\varepsilon_3q_2}{\varepsilon_2q_3}+i\,\frac{4\pi\sigma_1q_2}{\varepsilon_2ck_0}}\quad (\mathrm{TM}),$$

$$\exp(2q_2d)=\frac{1-\frac{q_2}{q_1}-i\,\frac{4\pi\sigma_1k_0}{cq_2}}{1+\frac{q_2}{q_1}+i\,\frac{4\pi\sigma_1k_0}{cq_2}}\;\frac{1-\frac{q_2}{q_3}-i\,\frac{4\pi\sigma_3k_0}{cq_2}}{1+\frac{q_2}{q_3}+i\,\frac{4\pi\sigma_3k_0}{cq_2}}\quad (\mathrm{TE}). \tag{8}$$

Эти уравнения с учетом комплексности входящих в них параметров определяют связь действительной и мнимой частей волнового числа $\beta=\beta'-i\beta''$ с частотой электромагнитной волны. Уравнения (8) записаны для случая различных значений проводимости графеновых слоев. В отсутствие слоев графена $\sigma_1=\sigma_3=0$ и уравнения (8) сводятся к стандартным дисперсионным соотношениям для поверхностных волн в диэлектрическом волноводе [4,19]. В случае симметричных обкладок ($\varepsilon_1=\varepsilon_3=\varepsilon$ и $\sigma_1=\sigma_3=\sigma$) эти уравнения принимают более простой вид

$$\exp(q_2d)=\left(1-\frac{\varepsilon q_2}{\varepsilon_2q}-i\,\frac{4\pi\sigma q_2}{\varepsilon_2ck_0}\right)\times\left(1+\frac{\varepsilon q_2}{\varepsilon_2q}+i\,\frac{4\pi\sigma q_2}{\varepsilon_2ck_0}\right)^{-1}\quad (\mathrm{TM}),$$

$$\exp(q_2d)=\left(1-\frac{q_2}{q}-i\,\frac{4\pi\sigma k_0}{cq_2}\right)\times\left(1+\frac{q_2}{q}+i\,\frac{4\pi\sigma k_0}{cq_2}\right)^{-1}\quad (\mathrm{TE}), \tag{9}$$

где $q_1=q_3=q$. При записи дисперсионного уравнения для TE волн учтено, что магнитные проницаемости всех сред равны единице.

4. Численный анализ

Ниже приведены результаты численного анализа режимов распространения поверхностных волн в рассматриваемой структуре. Диэлектрический отклик слоя полупроводника определяется выражением (1), в котором статическая ДП $\varepsilon_l=10.9$, плазменная частота $\omega_p=2.07\cdot10^{13}\,\mathrm{s}^{-1}$, частота релаксации носителей заряда $\gamma=0.05\omega_p$. Далее также считаем, что пленка со слоями графена находится в вакууме, поэтому $\varepsilon_1=\varepsilon_3=1$.

На рис. 2 приведены дисперсионные зависимости, являющиеся решением уравнения (7) для волны TE типа при толщине волноведущего слоя $d=10\,\mathrm{nm}$. Константа распространения β' нормирована на величину $k_T=K_BT/hc$, значение которой для рабочей температуры $T=300\,\mathrm{K}$ составляет $k_T=1314.24\,\mathrm{cm}^{-1}$. Пунктирные кривые *1'* и *2'* отвечают зависимостям $\beta=k_0\sqrt{\varepsilon_2(\omega)}$ и $\beta=k_0\sqrt{\varepsilon}$, которые по своему смыслу являются фотонной линией в неограниченном полупроводнике и линией отсечки планарного волновода.

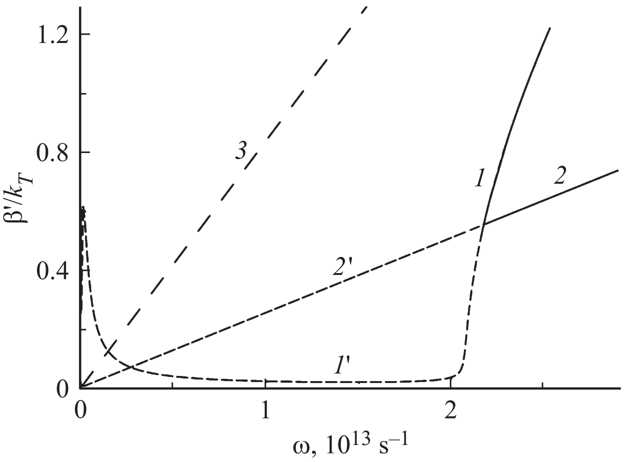

Рис. 2. Частотные зависимости константы распространения для TE волн при $d=0\,\mathrm{mm}$, пунктирные кривые *1'* и *2'* отвечают фотонной линии полупроводника $\beta=k_0\sqrt{\varepsilon_2(\omega)}$ и линии отсечки $\beta=k_0\sqrt{\varepsilon}$.

Эти кривые выше плазменной частоты ограничивают область существования волноводных мод данного волновода. Ниже плазменной частоты в структуре решений, отвечающих волноводным и поверхностным модам, нет. Крупный пунктир отвечает зависимости $\beta=k_0\sqrt{\varepsilon_l}$, являющейся фотонной линией для диэлектрика с ДП ε_l. Таким образом из рисунка следует, что в области отрицательности ДП полупроводника решения дисперсионных уравнений для TE волн не реализуются. Связано это с тем, что в случае TE волны единственная компонента волнового электрического поля заставляет колебаться электроны поперек направления распространения волны. При этом возбуждение плазмонов — квантов продольных колебаний электронной плазмы (т. е. направленных вдоль распространения электромагнитной волны) затруднено.

В области существования волноводных мод ($\omega>\omega_p$) имеется два различных решения этих уравнений, одно из которых, фактически совпадает с линией отсечки 2 и является нулевой модой планарного волновода. Второе решение совпадает с зависимостью $\beta=k_0\sqrt{\varepsilon_2(\omega)}$ (кривая *1*) и является аналогом решения, полученного в работе [20] для диэлектрического планарного волновода с графеновыми обкладками. Отличительной особенностью этой волны является выполнение условия $\mathrm{Re}q_2^2=0$ для любой частоты в этой области. При увеличении толщины слоя полупроводника в области частот ниже плазменной, поверхностные моды также не реализуются.

Рассмотрим теперь распространение в структуре волны TM поляризации. На рис. 3 приведены зависимости действительной и мнимой части константы распространения поверхностной TM волны от частоты, являющиеся решениями уравнения (9) при значении ХП слоев графена $\mu_1=\mu_3=0.3\,\mathrm{eV}$ и различных толщинах пленки: $d=10,\ 50,\ 100,\ 500\,\mathrm{nm}$ (кривые *1*–*4*). Решения суще-

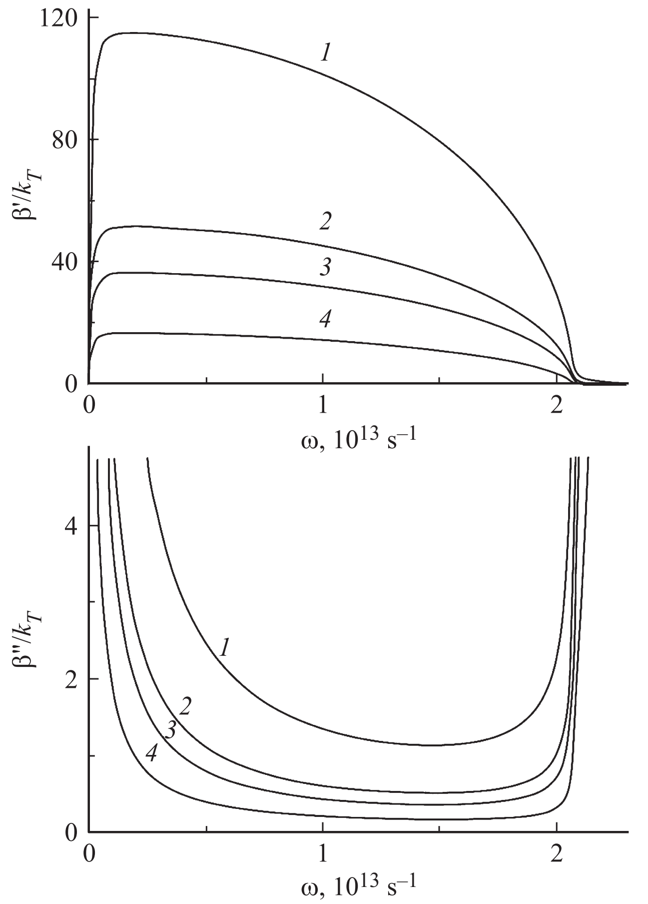

Рис. 3. Частотные зависимости действительной и мнимой части константы распространения поверхностной TM волны при $\mu_{1,3} = 0.3\,\mathrm{eV}$ и толщинах пленки полупроводника $d = 10, 50, 100, 500\,\mathrm{mm}$ (кривые *1–4*).

ствуют в области отрицательности $\varepsilon_2'(\omega)$, что является условием существования локализованной на границах раздела сред волны. Максимум константы распространения в этой области достигается на частоте ω_{cr}, определяемой равенством $d\beta'/d\omega = 0$. С увеличением толщины пленки диапазон значений каждой из компонент константы распространения на всем частотном интервале существенно сужается. При этом величина $\beta'' \sim 1/\gamma$ (где γ — длина пробега поверхностного поляритона) на два порядка меньше величины $\beta' \sim 1/\lambda$ (λ — длина волны) в достаточно широком частотном диапазоне ниже плазменной частоты $\omega_p = 2.07 \cdot 10^{13}\,\mathrm{s}^{-1}$. На частотах $\omega > \omega_p$ длина пробега волны резко сокращается, а β' стремится к линии отсечки.

Важными характеристиками волнового поля в структуре являются поперечные компоненты волнового вектора $q_{1,3}$. На существование ПВ в определенной частотной области указывает положительность величины $\mathrm{Re}(q_{1,3})^2$. Наряду с этим величина $\delta_{1,3} = 1/q_{1,3}'$ определяет глубину проникновения волнового поля ПВ в каждую из сред, граничащих с волноведущим слоем. На рис. 4 для пленки толщиной $d = 10\,\mathrm{nm}$ приведены частотные зависимости действительных частей константы распространения и квадрата поперечной компоненты волнового вектора поверхностной TM волны при двусторонней и односторонней вариации ХП (сплошные и пунктирные кривые). В первом случае $\mu_1 = \mu_3$, во втором — $\mu_1 = 0$ и в обоих случаях $\mu_3 = (0.0, 0.1, 0.3)\,\mathrm{eV}$ (кривые *1–3*). Штриховая линия отвечает дисперсии структуры без графеновых слоев.

Из приведенных зависимостей следует, что ниже плазменной частоты на большей части области существования ПВ функция $\beta'(\omega)$ является монотонно убывающей, что указывает на отрицательность групповой скорости ПВ (в отсутствие графена групповая скорость остается положительной). С ростом ХП диапазон значений рассматриваемых величин на всем частотном интервале сужается. Видно также, что минимальная глубина залегания ПВ в каждой из сред наблюдается в области максимальных значений константы распространения, а максимальная — в области плазмонного резонанса. Выше плазменной частоты мнимая часть константы распространения резко возрастает, а величина $\mathrm{Re}(q_{1,3})^2$

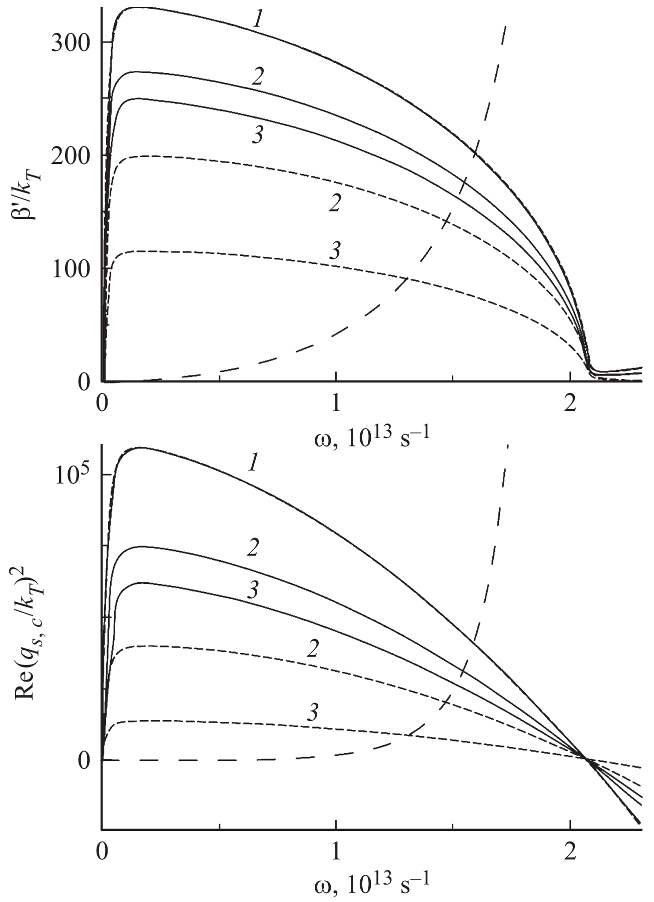

Рис. 4. Частотные зависимости константы распространения и квадрата поперечной компоненты волнового вектора при $\mu_{1,3} = (0, 0.1, 0.3)\,\mathrm{eV}$ (сплошные кривые *1–3*) и $\mu_1 = 0\,\mathrm{eV}$, $\mu_3 = (0, 0.1, 0.3)\,\mathrm{eV}$ (пунктирные кривые *1–3*), штриховая линия отвечает случаю без графена.

становится отрицательной. Связано это с тем, что в этой области ДП полупроводника становится положительной и ПВ преобразуется в излучательную волну. Пробег такой волны мал, большая часть ее энергии излучается в покровные слои и частично поглощается свободными носителями заряда в полупроводнике и графене. Критерием превращения ПВ в объемную можно считать выполнение неравенств $\delta_d \gg \lambda/\sqrt{\varepsilon_d}$, где $\lambda = 2\pi c/\omega$ — длина волны в вакууме. Волноводные моды также не могут существовать в структуре, так как выбранные толщины волноведущего слоя существенно меньше длины волны в полупроводнике ($d \ll \lambda/\sqrt{\varepsilon_2}$).

На рис. 5 приведены распределения по сечению структуры магнитного и электрического полей ПВ, отвечающие частоте $\omega = 0.7 \cdot 10^{13}\,\mathrm{s}^{-1}$, $d = 10\,\mathrm{nm}$ и значениям ХП $\mu_1 = \mu_3 = (0.0, 0.3)\,\mathrm{eV}$ (кривые *1, 2*). При симметричных значениях ХП распределение компонент $H_y(z)$ и $E_z(z)$ симметрично, а $E_x(z)$ — антисимметрично (штриховая линия) по структуре. Наличие слоев графена приводит к разрыву магнитного поля на границах волноведущего слоя. При $\mu_1 \neq \mu_3$ симметрия в распределении полей пропадает. Изменяя величину ХП можно существенно модифицировать распределение волнового поля в структуре и ее дисперсионные свойства.

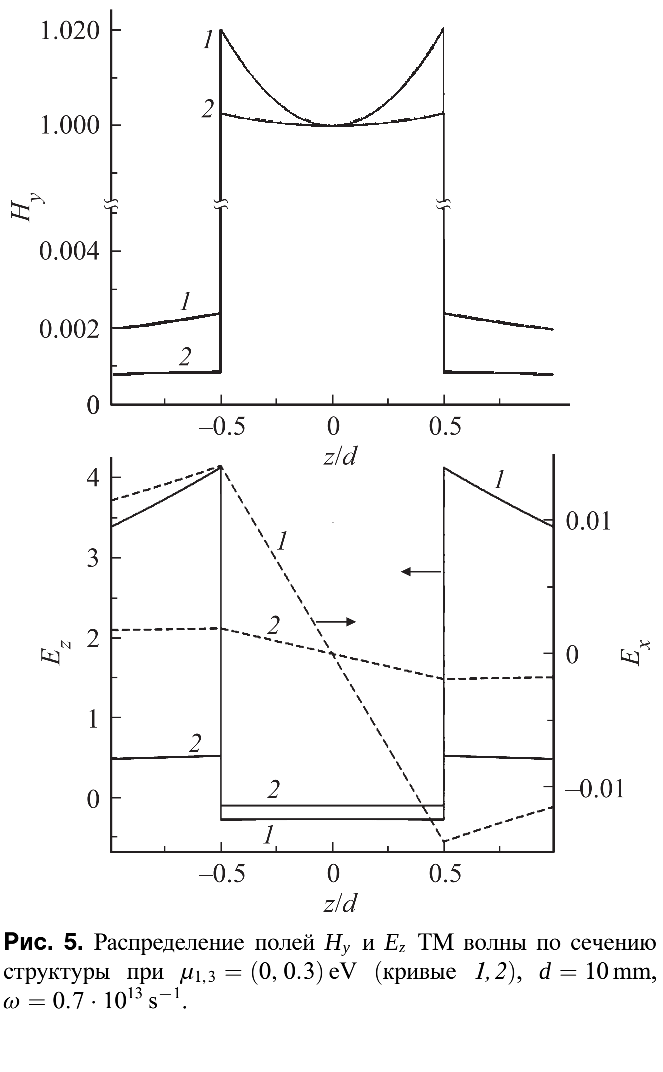

Рис. 5. Распределение полей H_y и E_z TM волны по сечению структуры при $\mu_{1,3} = (0, 0.3)\,\mathrm{eV}$ (кривые *1, 2*), $d = 10\,\mathrm{mm}$, $\omega = 0.7 \cdot 10^{13}\,\mathrm{s}^{-1}$.

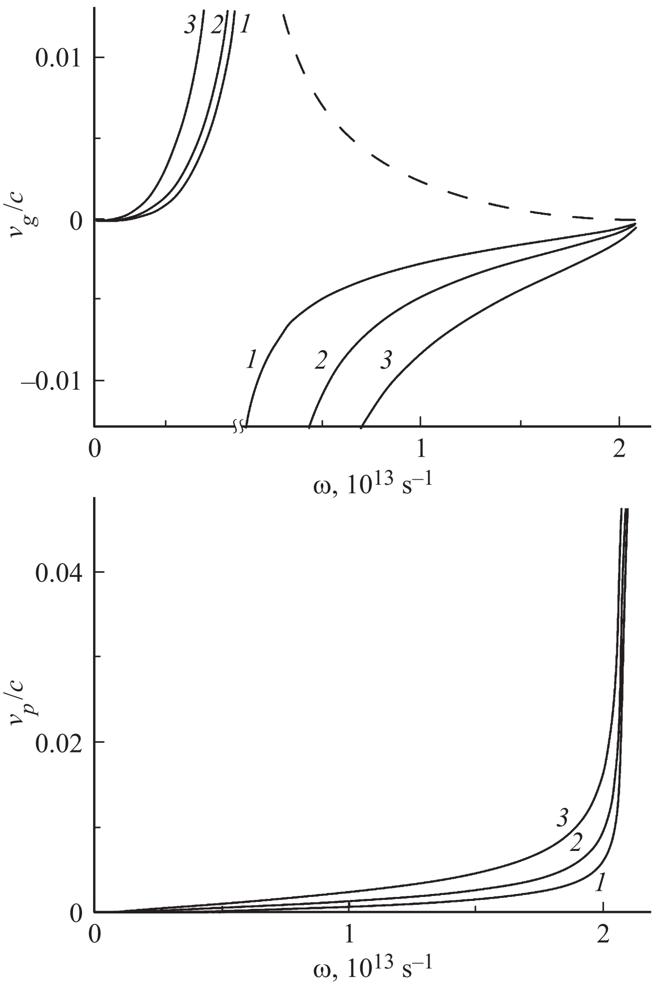

Рис. 6. Частотные зависимости групповой и фазовой скорости TM волны при $\mu_{1,3} = (0, 0.1, 0.3)\,\mathrm{eV}$ (кривые *1–3*), штриховая кривая — случай без графена.

Далее рассмотрим частотные зависимости характерных скоростей ПВ, для построения которых использовались значения ХП $\mu_1 = \mu_3 = 0, 0.1, 0.3\,\mathrm{eV}$ (кривые *1–3*), штриховая линия отвечает структуре без графеновых слоев (рис. 6), для которой групповая скорость $v_g = d\omega/d\beta'$ положительна в рассматриваемом частотном интервале. Групповая скорость ПВ в области до критической частоты, отвечающей максимуму дисперсионной кривой $\beta'(\omega)$, принимает положительные значения, а для частот $\omega > \omega_{cr}$ — отрицательные. Вдали от ω_{cr} групповая скорость на два и более порядков меньше скорости света в вакууме, а при $\omega \to \omega_{cr}$ наблюдается ее асимптотический рост. При $\omega \to \omega_p$ значение групповой скорости стремится к нулю, т.е. имеет место значительное замедление ПВ. Увеличение ХП приводит к росту абсолютного значение групповой скорости.

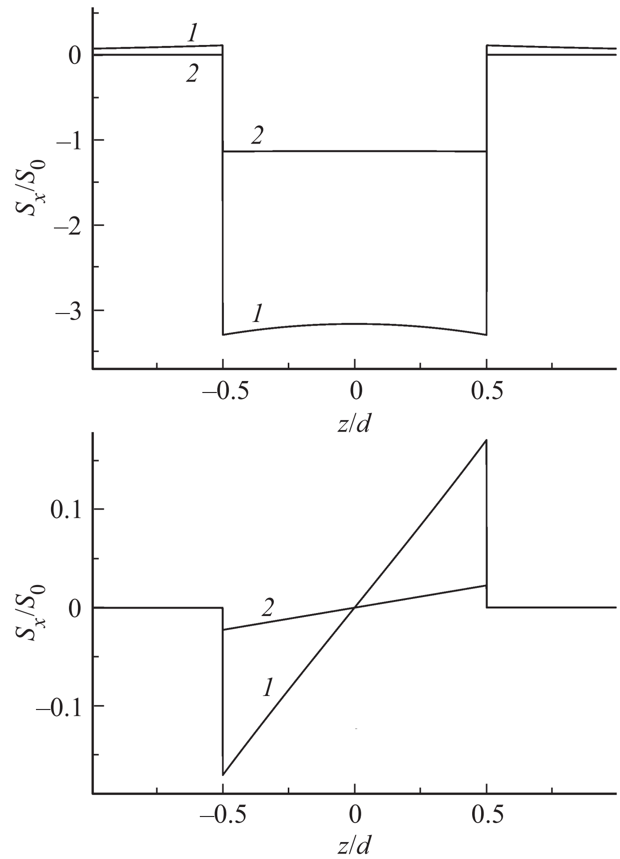

Рис. 7. Распределение продольной $\langle S_x \rangle$ и поперечной $\langle S_z \rangle$ компонент плотности потока энергии при $\mu_{1,3} = (0, 0.3)$ eV (кривые *1, 2*).

Для фазовой скорости $v_{ph} = \omega/\beta'$ наблюдается медленный рост вдали от ω_p, при этом (как и групповая скорость) v_{ph} на два и более порядков меньше скорости света в вакууме. В узком спектральном интервале вблизи плазменной частоты наблюдается ее резкое увеличение.

Энергетической характеристикой волнового процесса с учетом его гармонической зависимости от времени является вектор Пойнтинга $\langle \mathbf{S} \rangle = (c/8\pi)\mathrm{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)$, определяющий в рассматриваемом нами случае среднюю за период плотность потока энергии ПВ. Наличие поперечной и продольной компонент электрического поля приводит к тому, что вектор $\langle \mathbf{S} \rangle$ также имеет продольную $\langle S_x \rangle$ и поперечную $\langle S_z \rangle$ составляющие. На рис. 7 представлено распределение по структуре указанных величин (нормированных на величину $S_0 = cH_0^2/8\pi$), полученных для значений $d = 10\,\mathrm{nm}$, $\omega = 0.7 \cdot 10^{13}\,\mathrm{s}^{-1}$ и $\mu_1 = \mu_3 = (0.0, 0.3)$ eV (кривые *1, 2*). Компонента потока $\langle S_x \rangle$ распределена симметрично по структуре и имеет отрицательный знак (т. е. направлена против фазовой скорости), тогда как компонента $\langle S_z \rangle$ распределена антисимметрично. Видно, что в центральном сечении структуры поперечная компонента потока отсутствует, а при удалении от него составляющая потока $\langle S_z \rangle$ возрастает, отводя часть энергии к границам структуры, т. е. способствует ее локализации.

5. Заключение

В работе исследованы особенности распространения поверхностных волн в слое полупроводника, находящемся между двумя слоями графена. На основе решения граничной задачи получены дисперсионные соотношения для собственных ТМ и ТЕ волн в структуре. На основе численного анализа дисперсионных соотношений для области ниже плазменной частоты построены частотные зависимости константы распространения, групповой и фазовой скоростей, распределения волновых полей и энергетических потоков. Показано, что в области отрицательной ДП полупроводника решений, отвечающих поверхностным ТЕ волнам, в рассматриваемой структуре не существует. Для поверхностных ТМ волн групповая скорость в области до критической частоты, отвечающей максимуму дисперсионной кривой $\beta'(\omega)$, принимает положительные значения, а для частот $\omega > \omega_p$ — отрицательные. Вдали от ω_{cr} групповая скорость на два и более порядков меньше скорости света в вакууме, т. е. имеет место значительное замедление ПВ. Увеличение ХП графеновых слоев приводит к росту абсолютного значения групповой скорости. Продольная компонента энергетического потока $\langle S_x \rangle$ распределена симметрично по структуре и в области $\omega > \omega_{cr}$ имеет отрицательный знак (т. е. направлена против фазовой скорости). Проведенный анализ указывает на возможность управления дисперсионными характеристиками ПВ за счет изменения ХП графеновых слоев, плазменной частоты и толщины слоя полупроводника. Отметим также, что эффективное управление ПВ в структуре может осуществляться с помощью внешнего магнитного поля, существенно влияющего не только на состояние полупроводника, но и графена. Однако эти вопросы требуют отдельного рассмотрения.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект № 17-72-10135) и Министерства образования и науки РФ (проект № 3.6825/БЧ).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] Поверхностные поляритоны: электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / Под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. Наука, М. (1985).
[2] А.А. Семенов, С.Ф. Карманенко, А.А. Мелков, А.В. Бобыль, Р.А. Сурис, Ю.М. Гальперин, Т.Х. Иохансен. ЖТФ **71**, *10*, 13 (2001).

[3] S. Maier. Plasmonics: Fundamentals and Applications. Springer, N.Y. (2007).
[4] В.И. Белотелов, Д.А. Быков, Л.Л. Досколович, А.Н. Калиш, А.К. Звездин. ФТТ **51**, 1562 (2009).
[5] Д.Ю. Федянин, А.В. Арсенин, В.Г. Лейман, А.Д. Гладун. Квант. электроника **39**, 745 (2009).
[6] А.С. Абрамов, И.О. Золотовский, Д.Г. Санников, Д.И. Семенцов. ФТТ **57**, 639 (2015).
[7] G.W. Hanson. J. Appl. Phys. **103**, 064302 (2008).
[8] Н.Л. Дмитрук, В.Г. Литовченко, В.Л. Стрижевский. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. Наук. думка, Киев (1989).
[9] Г.А. Марциновский, Г.Д. Шандыбина, Ю.С. Дементьева, Р.В. Дюкин, С.В. Заботнов, Л.А. Головань, П.К. Кашкаров. ФТТ **43**, 1339 (2009).
[10] В.А. Кособукин. ФТТ **59**, 5972 (2017).
[11] А.С. Абрамов, И.О. Золотовский, С.Г. Моисеев, Д.И. Семенцов. Квант. электроника **48**, 22 (2018).
[12] С.В. Морозов, К.С. Новоселов, А.К. Гейм. УФН **178**, 776 (2008).
[13] A.H. Castro Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, A.K. Geim. Rev. Mod. Phys. **81**, 109 (2009).
[14] Л.А. Фальковский. УФН **182**, 1223 (2012).
[15] Ю.Е. Лозовик. УФН **182**, 1111 (2012).
[16] З.З. Алисултанов, Р.П. Мейланов. ФТТ **54**, 12, 1398 (2012).
[17] Д.Ю. Усачёв, А.В. Фёдоров, О.Ю. Вилков, Б.В. Сеньковский, В.К. Адамчук, Б.В. Андрюшечкин, Д.В. Вялых. ФТТ **55**, *6*, 1231 (2013).
[18] G.W. Hanson. J. Appl. Phys. **104**, *8*, 084314 (2008).
[19] П.И. Буслаев, И.В. Иорш, И.В. Шадринов П.А. Белов, Ю.С. Кившарь. Письма в ЖЭТФ **97**, 619 (2013).
[20] D. Smirnova, P. Buslaev, I. Iorsh, I.V. Shadrivov, P.A. Belov, Yu.S. Kivshar. Phys. Rev. B **89**, 245414 (2014).
[21] Д.А. Смирнова, И.В. Иорш, И.В. Шадривов, Ю.С. Кившарь. Письма в ЖЭТФ **99**, 527 (2014).
[22] Д.А. Евсеев, Д.И. Семенцов. ФТТ **60**, 609 (2018).

Редактор Т.Н. Василевская