

07;13

Отрицательная терагерцовая проводимость графена при накачке оптическими плазмонами

© И.М. Моисеенко^{1,2}, М.Ю. Морозов¹, В.В. Попов^{1,2}¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН² Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: MoiseenkoIM@yandex.ru*Поступило в Редакцию 13 декабря 2016 г.*

Теоретически исследуется диффузионная накачка графена оптическими плазмонами, распространяющимися в металле, отделенном от графена слоем полупроводника. Показано, что накачка графена оптическими плазмонами позволяет реализовать максимальную отрицательную терагерцовую проводимость графена при меньшей (приблизительно на 25%) мощности накачки по сравнению с диффузионной накачкой графена оптическим излучением.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.11.44696.16605

Актуальными проблемами современной нанофотоники и наноплазмоники является исследование возможности создания детекторов, усилителей и генераторов терагерцового (THz) диапазона частот [1]. Изучение свойств графена, двумерного материала с нулевой шириной запрещенной зоны, показало возможность достижения в графене отрицательной динамической проводимости на THz-частотах [2], что говорит о возможности создания на основе графена лазеров [3] и плазмонных усилителей [4,5], работающих в THz-диапазоне. В работах [3–5] рассматривалась прямая оптическая накачка графена. Однако известно, что поглощение оптического излучения графеном составляет менее 2.3% [6]. В работе [7] был предложен диффузионный метод накачки графена, реализуемый с помощью внешней оптической накачки полупроводниковой подложки (далее — диффузионная накачка оптическим излучением). Диффузионная накачка позволяет добиться оптимальной инверсии концентрации носителей заряда в графене (соответствующей

максимальной отрицательной проводимости графена) при мощности первичной накачки в 30 раз меньшей по сравнению с прямой оптической накачкой графена [7].

В настоящей работе исследован метод диффузионной накачки графена оптическими плазмонами. В исследуемой структуре графен отделен от металла слоем полупроводника (GaAs) толщиной d с тонкой изолирующей прослойкой (рис. 1). Носители заряда генерируются в полупроводнике при помощи оптических плазмонов, распространяющихся вдоль поверхности металла. Изучена дисперсия поверхностных оптических плазмонов в исследуемой структуре. Тонкая изолирующая прослойка предотвращает выброс носителей заряда из полупроводника в металл. Инверсия носителей заряда в графене создается путем диффузии и захвата в графен электрон-дырочных пар, генерируемых оптическим плазмоном в полупроводниковом слое.

Дисперсионное соотношение для оптических плазмонов на поверхности металла в исследуемой структуре при пространственно-временной зависимости поля плазмона $\propto \exp(-i\omega t + ik_x x + ik_y y)$ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} & \frac{\varepsilon_3}{k_{y3}} [A \exp(2ik_y d) + 1] + \frac{\varepsilon_2}{k_{y2}} [A \exp(2ik_y d) - 1] \\ & = \frac{\sigma_{gr}}{\varepsilon_0 \omega} [A \exp(2ik_y d) + 1], \end{aligned} \quad (1)$$

где $k_{y,j} = \pm \sqrt{\varepsilon_j \omega^2 / c^2 - k_x^2}$ и k_x — соответственно нормальная и тангенциальная компоненты волнового вектора плазмона относительно поверхности металла, $j = 1, 2, 3$ — номер среды (1 — металл, 2 — полупроводник, 3 — окружающая среда, в расчетах предполагался воздух), ω — круговая частота плазмона, ε_j — относительная диэлектрическая проницаемость j -го слоя, ε_0 — электрическая постоянная, d — толщина полупроводникового слоя, σ_{gr} — динамическая проводимость графена, $A = (\varepsilon_1(\omega)/k_{y1} - \varepsilon_2/k_{y2}) / (-\varepsilon_1(\omega)/k_{y1} - \varepsilon_2/k_{y2})$. Диэлектрическая проницаемость металла принимается в виде [8] $\varepsilon_1(\omega) = 1 - \omega_{pl}^2 / (\omega^2 + i\omega\gamma)$, где γ — частота столкновений электронов в металле, $\omega_{pl} = \sqrt{n_0 e^2 / \varepsilon_0 m}$ — плазменная частота, n_0 — электронная плотность в металле, m — масса электрона в металле. Знак перед радикалом в выражении для $k_{y,j}$ выбирается из условия экспоненциального спада поля от поверхности металла. Толщина изолирующей

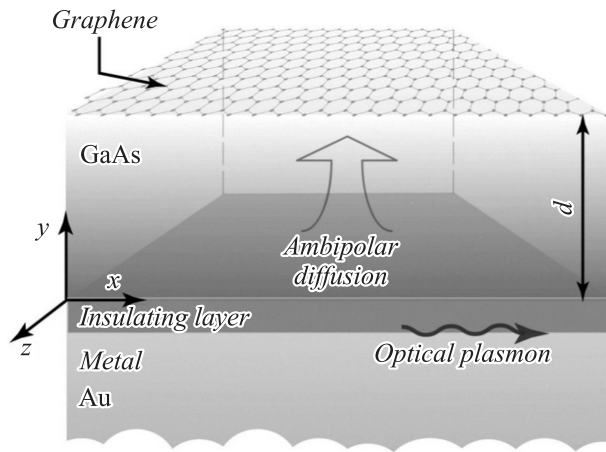


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры.

прослойки между полупроводником и металлом полагается значительно меньшей толщины полупроводникового слоя, и поэтому наличие данной прослойки не учитывается в расчетах плазмонной дисперсии и длины локализации оптических плазмонов. Динамическая проводимость графена с инвертированным распределением носителей заряда определяется формулой [4]

$$\sigma_{gr} = \frac{e^2}{4\hbar} \left\{ \frac{8k_B T \tau}{\pi \hbar (1 - i\omega\tau)} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F}{k_B T} \right) \right] + \tanh \left(\frac{\hbar\omega - 2E_F}{4k_B T} \right) - \frac{4\hbar\omega}{i\pi} \int_0^\infty \frac{G(\xi, E_F) - G(\hbar\omega/2, E_F)}{(\hbar\omega)^2 - 4\xi^2} d\xi \right\}, \quad (2)$$

где e — заряд электрона, \hbar — приведенная постоянная Планка, k_B — постоянная Больцмана, τ и T — соответственно время свободного пробега и температура носителей заряда в графене, E_F — квазиэнергия Ферми ($+E_F$ и $-E_F$ соответственно для электронов и дырок), определяющая величину инверсии носителей заряда в графене, и $G(\xi, \xi') = \sinh(\xi/k_b T) / [\cosh(\xi/k_b T) + \cosh(\xi'/k_b T)]$.

С целью определения концентрации носителей заряда в графене было использовано уравнение амбиполярной диффузии в полупроводнике в следующем виде:

$$D_a \frac{d^2 n_s}{dy^2} - \frac{n_s}{\tau_R} + \frac{\alpha}{\hbar\omega} P_p e^{-\alpha y} = 0, \quad (3)$$

где D_a — коэффициент амбиполярной диффузии, n_s — концентрация электрон-дырочных пар в полупроводнике, y — поперечная координата, τ_R — время спонтанной рекомбинации электрон-дырочных пар в полупроводнике, P_p — плотность мощности оптического плазмона, $\alpha = -2\text{Im}k_{y2}$. Уравнение амбиполярной диффузии (3) решается с граничными условиями $dn_s/dy|_{y=0} = 0$, и $n_s|_{y=d} = 0$. Первое из указанных условий означает отсутствие потока электрон-дырочных пар из полупроводника в металл и реализуется за счет наличия тонкой изолирующей прослойки между полупроводником и металлом. Граничное условие $n_s|_{y=d} = 0$ соответствует предположению о бесконечной скорости захвата носителей заряда в графен. Концентрация электрон-дырочных пар в графене и соответствующая ей квазиэнергия Ферми могут быть определены из уравнения баланса носителей заряда в графене $dn_{gr}/dt = -D_a(dn_s/dy)|_{y=d} - n_{gr}/\tau_{gr} = 0$ и взаимосвязи концентрации носителей заряда в графене с квазиэнергией Ферми [3] $n_{gr} = 2/\pi\hbar^2 V_F^2 \int_0^\infty E \left(1 + \exp((E - E_F)/k_b T)\right)^{-1} dE$. Здесь n_{gr} — концентрация электрон-дырочных пар в графене, τ_{gr} — время жизни носителей заряда в графене, $V_F \approx 10^8$ см/с и E — соответственно характерная скорость и энергия носителей заряда в графене.

Численные расчеты были выполнены для структуры со следующими параметрами: $\epsilon_2 = 10.89$ (GaAs), $\epsilon_3 = 1$, $T = 300$ К, $\gamma = 3.45 \cdot 10^{13}$ с⁻¹, $\omega_{pl}/2\pi = 2.2 \cdot 10^{15}$ Hz (золото) [8], $\tau = 1$ ps [9], $\tau_{gr} = 5$ ps [10], $\tau_R = 5$ ns, $D_a = 20$ см²/с [11]. В уравнении диффузии (3) частота плазмона $\omega/2\pi = 4 \cdot 10^{14}$ Hz, а численное значение коэффициента $\alpha = -2\text{Im}k_{y2}$ находится из дисперсионного уравнения (1) и зависит от толщины полупроводникового слоя d .

На рис. 2 представлена дисперсия оптического плазмона на поверхности металла для различных толщин полупроводникового слоя. Учет потерь в металле приводит к конечному значению величины волнового вектора поверхностного оптического плазмона на резонансной частоте

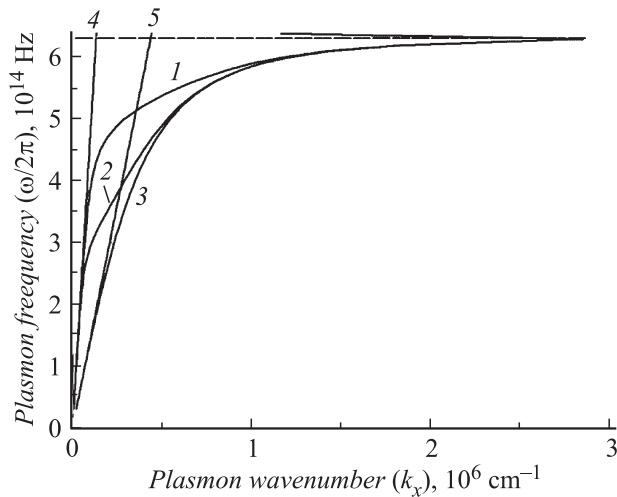


Рис. 2. Дисперсия оптического плазмона при различных толщинах полупроводникового слоя $d = 25$ nm (кривая 1) и $d = 50$ nm (кривая 2). Кривая 3 соответствует дисперсии оптического плазмона в структуре металл–полупроводник. Дисперсия фотонов в вакууме и полупроводнике показана соответственно прямыми линиями 4 и 5. Штриховой линией показана резонансная частота поверхностного плазмона.

поверхностного плазмона $\omega_{sp} = \omega_{pl}/(2\pi\sqrt{\epsilon_2 + 1})$ (штриховая линия на рис. 2) [8]. Вблизи частоты ω_{sp} дисперсия оптического плазмона для различных толщин полупроводникового слоя d (кривые 1 и 2) совпадает с дисперсионной кривой 3, соответствующей случаю дисперсии поверхностных плазмонов на границе металл–полупроводник [8], что объясняется локализацией плазмона в полупроводниковом слое. При уменьшении частоты длина локализации оптического плазмона становится соизмерима с толщиной полупроводникового слоя d и на низких частотах превышает ее. Это объясняет стремление дисперсионных кривых 1 и 2 к дисперсии света в воздухе (прямая 4) при уменьшении частоты.

Карта зависимости действительной части проводимости графена от квазиэнергии Ферми и частоты в THz-диапазоне, показанная на рис. 3, а (в этом случае $\omega = \omega_{\text{THz}}$ в выражении (2), где ω_{THz} — частота

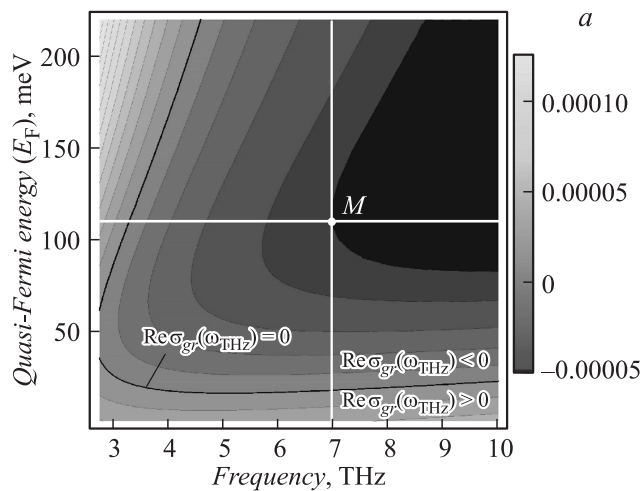


Рис. 3. *a* — действительная часть THz-проводимости графена в зависимости: от квазиэнергии Ферми и частоты (точка *M* указывает максимальное отрицательное значение проводимости графена на частоте 7 THz); *b* — от толщины полупроводникового слоя для различных типов накачки графена: *1* — диффузионной накачки оптическими плазмонами при плотности мощности оптического плазмона $P_p = 5.1 \cdot 10^4 \text{ W/cm}^2$, *2* — диффузионной накачки графена при помощи оптического излучения при той же величине мощности оптического излучения; *c* — от мощности накачки при диффузионной накачке графена оптическими плазмонами (кривая *1*) и оптическим излучением (кривая *2*) на частоте 7 THz при оптимальных толщинах полупроводникового слоя ($d = 170 \text{ nm}$ при накачке графена оптическими плазмонами и $d = 2 \mu\text{m}$ при диффузионной накачке оптическим излучением), определяемых из рис. 3, *b*.

THz-плазмона в графене). Видно, что для каждой частоты ω_{THz} существует оптимальная мощность накачки (соответствующая оптимальной квазиэнергии Ферми), при которой в графене достигается максимальное отрицательное значение действительной части проводимости. На частоте $\omega_{\text{THz}} = 7 \text{ THz}$, использовавшейся в дальнейших расчетах, максимальный уровень проводимости графена отмечен точкой *M* на рис. 3, *a*. На рис. 3, *b* показана зависимость действительной части THz-проводимости графена от толщины полупроводникового слоя d при различных типах накачки графена. При малых толщинах полупроводникового

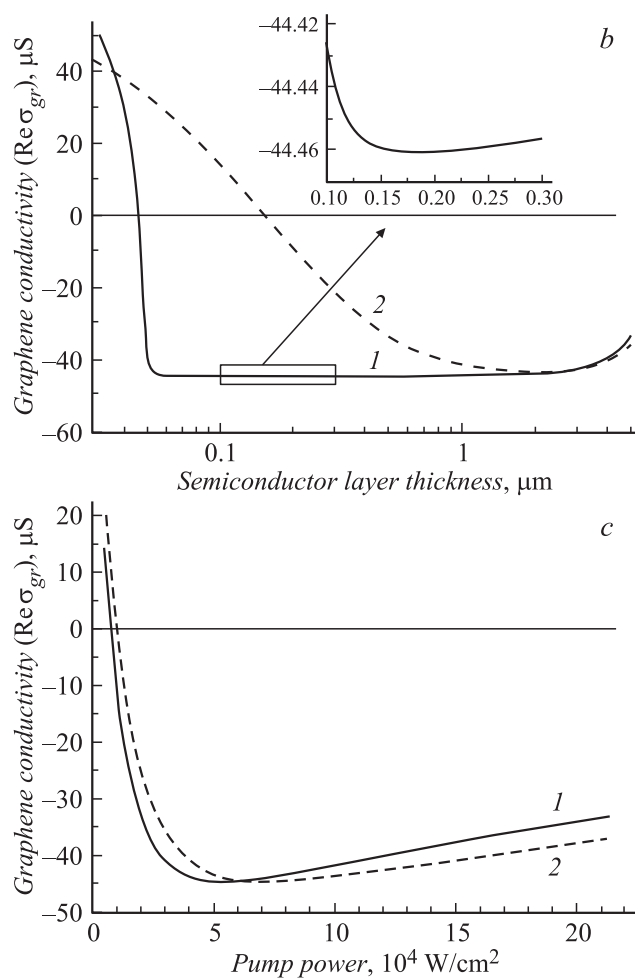


Рис. 3 (продолжение).

слоя, сравнимых с длиной локализации оптического плазмона в слое полупроводника, THz-проводимость графена убывает (кривая 1), затем становится отрицательной и возрастает по абсолютной величине. Это связано с увеличением доли мощности оптического плазмона, поглоща-

ющейся в полупроводнике с генерацией электрон-дырочных пар. Длина локализации оптического плазмона $1/\text{Im}k_y$ на частоте оптического плазмона $\omega/2\pi = 4 \cdot 10^{14}$ Hz при $d = 170$ nm составляет около 50 nm. При значении $d \approx 170$ nm, THz-проводимость графена достигает максимального отрицательного значения (отмеченного точкой *M* на рис. 3, *a*) и начинает возрастать при дальнейшем увеличении d в связи с процессом рекомбинации носителей заряда в полупроводниковом слое. При диффузионной накачке оптическим излучением (кривая 2, в этом случае $\alpha = 10^4 \text{ cm}^{-1}$ [11]) максимальное отрицательное значение THz-проводимости графена достигается при толщине полупроводникового слоя $d \approx 2 \mu\text{m}$, сравнимой с длиной диффузии в полупроводнике. За счет сильной локализации оптического плазмона вблизи металла, генерация носителей заряда происходит в тонком слое полупроводника. Оптимальная толщина полупроводникового слоя $d \approx 170$ nm на порядок величины меньше длины диффузии в полупроводнике и, следовательно, все генерируемые оптическим плазмонном носители заряда достигают графена. Вследствие этого диффузионная накачка графена оптическими плазмонами позволяет уменьшить мощность накачки по сравнению с диффузионной накачкой графена оптическим излучением.

На рис. 3, *c* представлена действительная часть THz-проводимости графена в зависимости от мощности накачки для рассматриваемых типов накачки графена. Поведение кривых 1 и 2 на рис. 3, *c* обусловлено конкуренцией процессов друдевского поглощения и усиления за счет межзонных переходов в графене [2]. Видно, что диффузионная накачка графена оптическими плазмонами позволяет использовать на 25% меньшую мощность накачки по сравнению с диффузионной накачкой графена оптическим излучением для достижения максимального отрицательного значения THz-проводимости графена.

Таким образом, в данной работе изучена диффузионная накачка графена оптическими плазмонами. Сравнение различных типов накачки графена показало, что использование метода накачки графена оптическими плазмонами позволяет на порядок величины уменьшить толщину полупроводниковой подложки и почти на 25% снизить мощность накачки, необходимую для реализации максимальной отрицательной THz-проводимости графена, по сравнению с диффузионной накачкой графена оптическим излучением.

Работа поддержана РФФИ (проект № 16-32-00524 мол_а).

Список литературы

- [1] *Grigorenko N., Polini M., Novoselov K.S.* // Nature Photon. 2012. V. 6. P. 749.
- [2] *Ryzhii V., Ryzhii M., Otsuji T.* // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. P. 083114.
- [3] *Aleshkin V.Ya., Dubinov A.A.* et al. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 89. С. 70.
- [4] *Dubinov A.A., Aleshkin V.Ya.* et al. // J. Phys.: Cond. Matter. 2011. V. 23. P. 145302.
- [5] *Popov V.V., Polischuk O.V.* et al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. P. 195437.
- [6] *Nair R.R., Blake P., Grigorenko N.* et al. // Science. 2008. V. 320. P. 1308.
- [7] *Morozov M.Yu., Davoyan A.R.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. P. 061105.
- [8] *Климов В.В.* Наноплазмоника. М.: Физматлит, 2009. 480 с.
- [9] *Otsuji T., Boubanga-Tombet S.A.* et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2012. V. 45. P. 303001.
- [10] *George P.A., Strait J.* et al. // Nano Lett. 2008. V. 8. P. 4248.
- [11] *Morozov Yu., Leinonen T.* et al. // New J. Phys. 2008. V. 10. P. 063028.