

01:09

Усиление плазменных волн в экранированном активном графене

© М.Ю. Морозов¹, И.М. Моисеенко², В.В. Попов^{1,2}¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН² Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: mikkyt@mail.ru*Поступило в Редакцию 27 августа 2015 г.*

Теоретически исследуется усиление плазменных волн в экранированном графене с инверсией энергетического распределения носителей заряда. Показано, что экранирование графена позволяет повысить величину коэффициента усиления терагерцовых плазмонов в несколько раз по сравнению с коэффициентом усиления неэкранированных плазмонов за счет сильной локализации поля экранированных плазмонов вблизи графена.

Терагерцовая графеновая нанофотоника и наноплазмоника в настоящее время являются актуальными областями исследований [1]. Генераторы и усилители терагерцового (THz) диапазона востребованы в современной молекулярной спектроскопии, медицинской диагностике, космических исследованиях. Возможность создания в графене — двумерном материале с нулевой шириной запрещенной зоны — отрицательной дифференциальной проводимости на THz-частотах [2] позволяет использовать графен в качестве активного элемента миниатюрных THz-генераторов [3]. Эффективность взаимодействия THz-волн с графеном значительно возрастает при сильной локализации ближнего THz-поля вблизи графена. Поэтому перспективно использовать плазменные волны (плазмоны) для создания графеновых THz-усилителей и генераторов [4–6]. Длина волны плазмонов в графене на два-три порядка величины меньше длины электромагнитной волны на той же частоте [7] и, следовательно, плазмоны сильнее локализованы вблизи графена. Экранирование графена приводит к дополнительной локализации поля вблизи графена [8] и может привести к увеличению коэффициента усиления плазмонов.

В данной работе рассмотрено распространение плазменных волн в активном графене (с инверсией энергетического распределения носителей заряда), экранированном металлической плоскостью, отделенной

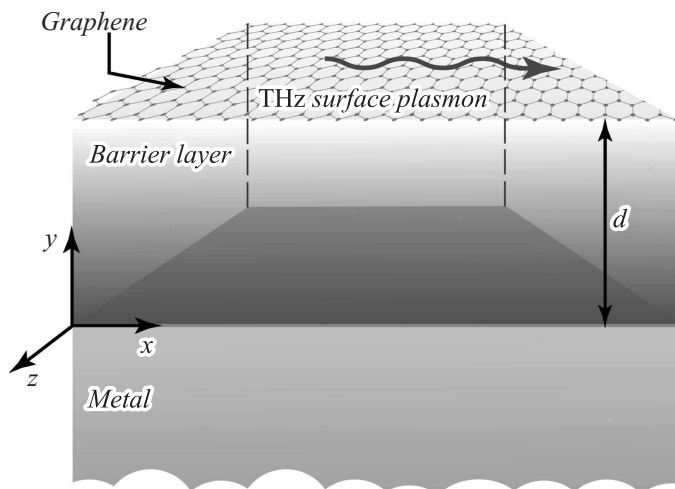


Рис. 1. Схематическое изображение структуры.

от графена барьерным слоем диэлектрика (SiC в нашем случае) толщиной d (рис. 1). Изучены дисперсия плазмонов и компенсация потерь при распространении плазмонов в экранированном графене с инверсным распределением носителей заряда на ТГц-частотах с целью создания „беспотерных“ плазмонных нановолноводов на основе активного графена. Показано, что величина коэффициента усиления ТГц-плазмонов в экранированном графене в несколько раз превышает соответствующую величину для неэкранированных плазмонов при той же величине инверсии носителей заряда в графене.

Дисперсионное соотношение для плазмонов в неэкранированном графене в квазиэлектростатическом приближении было получено в [9]. Аналогичным образом можно получить дисперсионное соотношение для плазмонов в экранированном графене

$$\frac{\varepsilon_{barrier}}{k_x} \operatorname{cth}(k_x d) + \frac{\varepsilon_{air}}{k_x} = -i \frac{\sigma(\omega)}{\varepsilon_0 \omega}, \quad (1)$$

где k_x и ω — соответственно планарная компонента волнового вектора плазмона в плоскости графена и частота плазменной волны, ε_{air} и

$\varepsilon_{\text{barrier}}$ — диэлектрические постоянные окружающей среды ($\varepsilon_{\text{air}} = 1$) и барьерного слоя, $\sigma(\omega)$ — динамическая проводимость графена. Дисперсионное соотношение (1) соответствует выбору пространственно-временной зависимости поля плазмона в виде $\sim \exp(-i\omega t + ik_x x)$. Динамическая проводимость графена с инвертированным распределением носителей заряда определяется формулой [4]

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

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

$$G(\varepsilon, \varepsilon') = \frac{\sinh(\varepsilon/k_B T)}{\cosh(\varepsilon/k_B T) + \cosh(\varepsilon'/k_B T)}.$$

Численные расчеты были проведены при следующих значениях параметров: $\varepsilon_{\text{barrier}} = 9.66$ (SiC) и $\varepsilon_{\text{air}} = 1$, $T = 300$ К и $\tau = 1$ ns.

На рис. 2, *a* показана зависимость длины волны ТГц-плазмонов в экранированном графене от частоты при различных значениях толщины барьерного слоя d . Как видно из рис. 2, *a*, длина волны плазмонов существенно уменьшается при приближении экрана к графену. Длина волны ТГц-плазмонов в экранированном графене составляет единицы микрон и менее, что на два порядка величины меньше длины ТГц электромагнитной волны с той же частотой. Последнее подтверждает обоснованность использования квазиэлектростатического приближения при выводе дисперсионного соотношения (1) для плазмонов в экранированном графене.

Несложные алгебраические преобразования дисперсионного соотношения экранированных плазмонов позволяют сделать вывод о том, что при сильном экранировании (при малых d) длина волны плазмона в графене уменьшается пропорционально \sqrt{d} , так же как в обычной

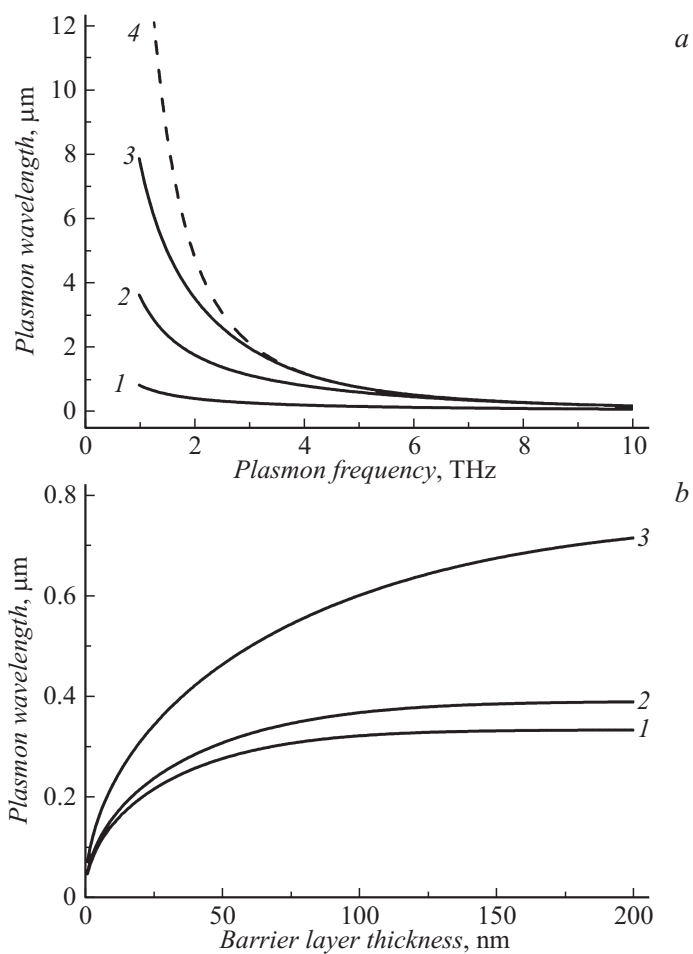


Рис. 2. *a* — длина волны THz-плазмонов в зависимости от частоты при различных значениях толщины барьерного слоя $d = 5$ nm (кривая 1), $d = 100$ nm (кривая 2) и $d = 500$ nm (кривая 3) и фиксированной величине инверсии носителей заряда в графене, соответствующей квазиэнергии Ферми 45 MeV. Кривая 4 соответствует зависимости длины волны THz-плазмонов от частоты в отсутствие металлического экрана. *b* — зависимости длины волны THz-плазмонов от толщины барьерного слоя d для значений квазиэнергии Ферми 10 MeV (кривая 1), 15 MeV (кривая 2) и 45 MeV (кривая 3) на частоте 5 THz.

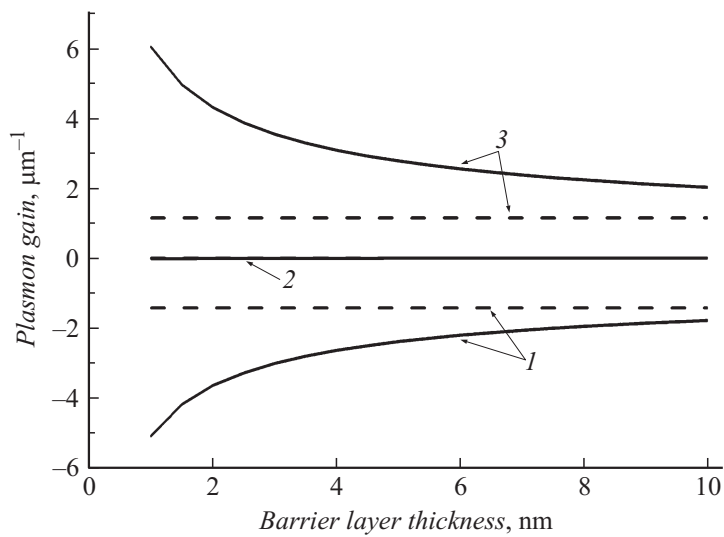


Рис. 3. Коэффициент усиления (ослабления) мощности ($-2\text{Im}k_x$) экранированных (сплошные линии) и неэкранированных (пунктирные линии) ТГц-плазмонов в зависимости от толщины барьерного слоя d для значений квазиэнергии Ферми 10 MeV (кривая 1), 15 MeV (кривая 2) и 45 MeV (кривая 3) на частоте 5 THz.

экранированной двумерной электронной системе [10]. Это хорошо согласуется с рис. 2, *b*, на котором представлена длина волны плазмонов в зависимости от толщины барьерного слоя d при различных значениях квазиэнергии Ферми. Поскольку характерный масштаб спада поля плазмона в поперечном направлении от графена определяется длиной волны плазмона, при экранировании графена возрастает локализация плазмонного поля вблизи графена. Наибольшая концентрация плазмонного поля происходит в барьерном слое, поскольку его толщина может быть на один-два порядка меньше длины волны плазмона. Отметим, что с увеличением квазиэнергии Ферми растет число неравновесных свободных носителей заряда в графене и, как следствие, увеличивается длина волны плазмона при фиксированной частоте и толщине барьерного слоя [11].

На рис. 3 показан коэффициент усиления плазмонов по мощности в зависимости от толщины барьерного слоя d при различной величине

инверсии носителей заряда в графене. При подпороговой величине инверсии носителей заряда (кривая 1) процессы рассеяния свободных носителей заряда в графене преобладают над процессами стимулированной генерации ТГц-плазмонов за счет межзонных переходов инвертированных носителей заряда в графене, что приводит к ослаблению ТГц-плазмонов в графене. При надпороговой величине инверсии носителей заряда вклад усиления плазмонов за счет стимулированных межзонных переходов в графене начинает возрастать и может стать равным потерям, связанным с рассеянием свободных носителей заряда в графене, или даже превысить их. При этом в экранированном графене можно реализовать как компенсацию потерь, так и большое усиление плазмонов (соответственно кривые 2 и 3 на рис. 3).

При уменьшении толщины барьерного слоя увеличивается как ослабление ($-2\text{Im}k_x < 0$) экранированных ТГц-плазмонов при подпороговой величине инверсии носителей заряда (кривая 1), так и их усиление ($-2\text{Im}k_x > 0$) при надпороговой величине инверсии носителей заряда (кривая 3). Это объясняется сильной локализацией плазмонного поля вблизи экранированного графена (рис. 2, *b*). При малой толщине барьерного слоя ($k_x d \ll 1$) из дисперсионного соотношения (1) можно получить явное выражение для коэффициента ослабления (усиления) мощности плазмонов в сильно экранированном графене

$$2\text{Im}k_x = \sqrt{\frac{1}{d}} \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{barrier}} \omega} \frac{\text{Re}\sigma(\omega)}{\sqrt{(\text{Re}^2\sigma(\omega) + \text{Im}^2\sigma(\omega))\text{Im}\sigma(\omega)}}. \quad (3)$$

Из формулы (3) видно, что коэффициент ослабления (усиления) плазмонов при малых толщинах барьерного слоя d возрастает пропорционально $\sqrt{1/d}$ с уменьшением толщины барьерного слоя.

Следует отметить, что существует оптимальное значение квазиэнергии Ферми (примерно равное 45 MeV для частоты плазмона 5 ТГц), характеризующее инверсию концентрации носителей заряда в графене, при которой величина коэффициента усиления ТГц-плазмонов максимальна. Наличие оптимального значения квазиэнергии Ферми (и, следовательно, оптимальной мощности накачки графена) обусловлено конкуренцией процессов рассеяния свободных носителей заряда в графене и процессов стимулированной генерации ТГц-плазмонов за счет межзонных переходов инвертированных носителей заряда в графене [11]. Как видно из рис. 3, при величине квазиэнергии Ферми,

равной 45 meV, и толщине барьерного слоя $d < 5$ nm значение коэффициента усиления для экранированных плазмонов превышает величину коэффициента усиления неэкранированных плазмонов более чем в 3 раза.

Таким образом, в данной работе изучено усиление плазменных волн в экранированном активном графене. Описана локализация поля плазмона при сильной экранировке графена. Показано, что в графене с инверсным распределением носителей заряда возможно реализовать компенсацию потерь THz-плазмонов и обеспечить усиление плазменных волн. При сильном экранировании графена коэффициент усиления THz-плазмонов может быть увеличен в несколько раз по сравнению с коэффициентом усиления плазмонов в отсутствие экранировки. Полученные результаты могут быть полезны при создании „беспотерных“ плазмонных нановолноводов и THz-усилителей на основе плазменных волн в активном графене.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 13-02-12070).

Список литературы

- [1] Grigorenko A.N., Polini M., Novoselov K.S. // Nat. Photon. 2012. V. 6. P. 749–758.
- [2] Ryzhii V., Ryzhii M., Otsuji T. // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. P. 083 114.
- [3] Aleshkin V.Ya., Dubinov A.A., Ryzhii V. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 89. С. 70–74.
- [4] Dubinov A.A., Aleshkin V.Ya., Mitin V., Otsuji T., Ryzhii V. et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 2011. V. 23. P. 145 302.
- [5] Popov V.V., Polischuk O.V., Davoyan A.R. et al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. P. 195 437.
- [6] Popov V.V., Polischuk O.V., Nikitov S.A. et al. // J. Opt. 2013. V.15. P. 114 009.
- [7] Koppens F.H.L., Chang D.E., Garcia de Abajo F.J. // Nano Lett. 2011. V. 11. P. 3370–3377.
- [8] Gu X., Lin I.-T., Liu J.M. et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103. P. 071 103.
- [9] Jablan M., Buljan H., Soljacic M. // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. P. 245–435.
- [10] Фамеев Д.В., Понов В.В., Шур М.С. // ФТП. 2010. Т. 44. С. 1455.
- [11] Morozov M.Yu., Davoyan A.R., Moiseenko I.M., Satou A., Otsuji T., Popov V.V. et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. P. 061 105.