

Плазмоны в массивах графеновых нанолент на карбиде кремния

С.Р. Егиян, А.А. Князева^{*}, О.А. Клименко, В.Н. Антонов

Сколковский институт науки и технологий

^{*}E-mail: anastasiya.knyazeva@skoltech.ru

DOI:10.31868/RFL.2024.218-220

Плазмонный резонанс в массивах графеновых нанолент детально изучен для образцов графена, полученных методом химического осаждения из газовой фазы (англ. Chemical vapor deposition, CVD), на подложке из оксида кремния [1-4], поскольку эта технология позволяет изготавливать большие образцы и может быть реализована промышленно. Альтернативой подобному методу может являться использование в качестве основы для изготовления различных структур отличающегося высокой подвижностью носителей эпитаксиального графена на подложке из карбида кремния [5-10]. Кроме того, в силу морфологии поверхности [11], графен на карбиде кремния характеризуется рядом эффектов, ненаблюдаемых в CVD-графене, как например, фильтрация терагерцового излучения чередующимися лентами моно- и би-слоев графена [12], или наличие собственных плазмонов и магнетоплазмонов в неструктурированном слое графена [13]. Однако, несмотря на продемонстрированные ярко выраженные эффекты и хорошую корреляцию с теоретическими моделями [5,14], плазмонные структуры на основе эпитаксиального графена на карбиде кремния все еще испытывают недостаток в систематических исследованиях влияния параметров на их свойства.

В рамках работы были проведены спектральные измерения образцов массивов графеновых нанолент на подложке из карбида кремния отличающихся шириной лент ($W = 300, 400, 500, 600, 700, 900$ и 1000 нм, расстояние между лентами равно их ширине) с помощью ИК Фурье-спектрометра Bruker Vertex 70v в диапазоне $50-700$ см⁻¹ в режиме пропускания. Для уменьшения влияния дифракции образец был закреплен на обратной стороне диафрагмы так, что размер массива нанолент a , диаметр апертуры d и расстояние от диафрагмы до образца h удовлетворяли соотношению $a > d \gg h$. Степень линейной поляризации падающего на образец излучения превышала 99% во всем диапазоне. При измерениях образец был зафиксирован, в то время как вращение поляризатора позволило получить спектры пропускания для ТЕ и ТМ режимов. В качестве референсных спектров использовались спектры пустой диафрагмы, снятые при соответствующих углах поляризации.

Для всех спектров экстинкции образцов массивов графеновых нанолент характерен пик в окрестности 150 см⁻¹, соответствующий поглощению излучения поверхностными плазмонами в ТМ режиме, когда вектор электрического поля падающего излучения перпендикулярен направлению нанолент. Плазмонный пик может быть аппроксимирован моделью гармонического осциллятора:

$$Ext.(\omega) = \frac{2D_p}{\pi} \frac{\omega^2 \Gamma_p}{\hbar(\omega^2 - \omega_p^2)^2 + \omega^2 \Gamma_p^2} + y_0, \quad (1)$$

где ω -частота излучения, D_p - сила осциллятора, Γ_p и ω_p ширина и частота плазмонного пика.

На рисунке 1а представлены плазмонные пики, аппроксимированные выражением (1), для массивов графеновых нанолент с шириной 400, 500 и 900

нм. В связи с нарушением трансляционной симметрии в эпитаксиальном графене на подложке из карбида кремния в процессе фабрикации, наблюдаемый плазмонный пик может быть вызван не массивом нанолент, а ступенчатой структурой поверхности карбида кремния. Для установления причин нарушения трансляционной симметрии были изготовлены два типа массивов с взаимоперпендикулярным направлением нанолент. На рисунке 1b показаны спектры экстинкции для массивов с одиноковой шириной нанолент $W=500$ нм для двух поляризаций падающего излучения. Плазмонный пик наблюдается в ТМ режиме для двух типов образцов, и не зависит от ориентации образцов относительно подложки, что подтверждает факт нарушения трансляционной симметрии в следствие наличия массива нанолент.

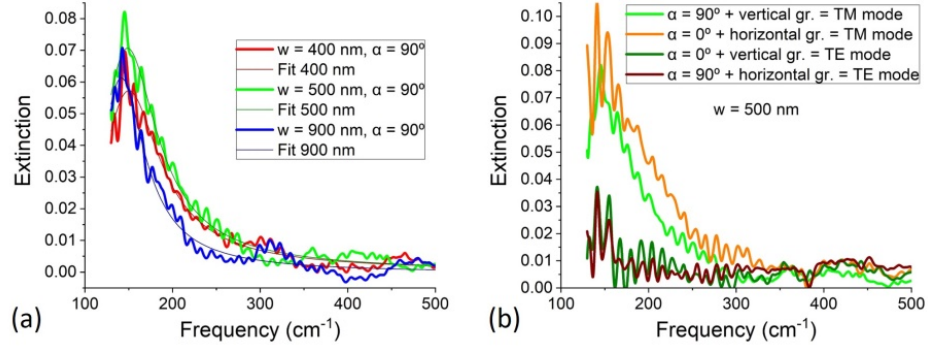


Рис. 1. (a) Спектры экстинкции плазмонов в массивах графеновых нанолент с толщинами $W=400$ нм, 500 нм и 900 нм. (b) Пики экстинкции для двух массивов графеновых нанолент с $W=500$ нм и различными ориентациями нанолент, горизонтальной (зеленый) и вертикальной (оранжевый), для углов поляризации $\alpha=90^\circ$ и 0° . Пик экстинкции в ТЕ режиме для горизонтальной конфигурации изображен оливковым цветом, вертикальной же винным.

Было исследовано положение плазмонного пика в зависимости геометрических параметров нанолент. Обнаружено, что частота плазмонного пика слабо зависит от ширины нанолент графена в массиве. Изменение частоты составляет 10% при изменении W в диапазоне от 300 нм до 1 мкм вместо ожидаемых 70%–80%, поскольку обычно наблюдаемая зависимость обратно пропорциональна квадратному корню из W , или близка к ней [1, 2, 4]:

$$\hbar\omega_p = \sqrt{2\pi \frac{e^2 E_F}{Wk}}, \quad (2)$$

где E_F – энергия Ферми для массивов графеновых нанолент, e – элементарный заряд, $k = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) / 2$ – средняя диэлектрическая проницаемость, где $\varepsilon_1 = 1$ и $\varepsilon_2 = 7$ – диэлектрические проницаемости воздуха и подложки из карбида кремния, соответственно.

В ходе работы были проведены спектральные исследования экстинкции плазмонов в массивах графеновых нанолент различной ширины на подложке карбида кремния. Было показано, что именно изготовленная структура, а не морфология поверхности карбида кремния, определяет спектральные характеристики образцов. Экспериментально была установлена нетипично слабая зависимость частоты плазмонного пика от ширины нанолент графена, природа которой требует дополнительных исследований.

Литература

- [1] T. Low, P. Avouris, ACS Nano **8**, 1086–1101 (2014)
- [2] V. Semenenko, S. Schuler, A. Centeno et al, ACS Photonics **5**, 3459–3465 (2018)
- [3] O. Klimenko, S. Schuler, A. Muratov et al, Optical Materials Express **11**, 1390, (2021)
- [4] H. Hu, X. Yang, X. Guo et al, Nature Communications **10**(2019)
- [5] P. Ruffangura et al, Journal of Physics: Materials **3**, 032005 (2020)
- [6] P. Padmanabhan, S. Boubanga-Tombet, et al, Applied Physics Letters **116** (2020)
- [7] K. Li, J. M. Fitzgerald, X. Xiao et al, ACS Omega **2**, 3640–3646 (2017)
- [8] J. Chen, M. Badioli, P. Alonso-González et al, Nature **487**, 77–81 (2012)
- [9] M. M. Jadidi, A. B. Sushkov, R. L. Myers-Ward et al, Nano Letters **15**, 7099–7104 (2015)
- [10] J. M. Pomirol, W. Yu, X. Chen et al, Physical Review Letters **110**(2013)
- [11] A. Celis, M. N. Nair et al, Journal of Physics D: Applied Physics **4**, 143001 (2016)
- [12] C. Sorger, S. Preu et al. New Journal of Physics **17**, 053045 (2015)
- [13] I. Crassee, M. Orlita, M. Potemski et al, Nano Letters **12**, 2470–2474 (2012)
- [14] M. M. Jadidi et al, ACS Photonics **6**, 302–307 (2019)