

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.5

### ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ МОДЫ ПЛАЗМОНОВ В СТРУКТУРЕ С ДВУМЯ СЛОЯМИ ГРАФЕНА

© 2022 г. А. М. Шутый<sup>а</sup>, \*, Д. И. Семенов<sup>а</sup>, С. В. Елисеева<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Ульяновский государственный университет, ул. Л. Толстого, 42, Ульяновск, 432970 Россия

\*e-mail: shuty@mail.ru

Поступила в редакцию 07.09.2022 г.

После доработки 29.09.2022 г.

Принята к публикации 04.10.2022 г.

Исследуются плазмонные моды в симметричной структуре, состоящей из двух слоев допированного или инвертированного графена, разделенных диэлектрическим барьерным слоем, их дисперсионные свойства при различных параметрах барьерного слоя. Обнаружено возникновение дополнительных мод, существующих в ограниченном частотном интервале, вблизи отсечки которых сильно падает фазовая скорость плазмонов. В случае инвертированного графена дополнительные моды являются усиливающимися. Выявлены области параметров, при которых основная и дополнительная моды имеют групповые скорости, противоположные по знаку.

*Ключевые слова:* допированный и инвертированный графен, трехслойная структура, плазмоны терагерцового диапазона, усиление излучения, дополнительные моды

**DOI:** 10.31857/S0015323022601209

#### ВВЕДЕНИЕ

Значительный интерес представляют волноводные структуры, дисперсией которых удается управлять внешним потенциалом, что важно для быстрой перестройки формы дисперсионной кривой в прикладных задачах фотоники. Одним из возможных решений является использование слоев графена и различных планарных структур на его основе. Благодаря уникальным электронным и оптическим свойствам графена [1–5], связанным с бесщелевым линейным энергетическим спектром носителей заряда, структуры на его основе обладают сильным плазмонным откликом на терагерцовых частотах. Терагерцовые (ТГц) усилители и генераторы на основе структур, содержащих слои графена, предложены в работах [6–8].

Формирование плазменных волн в графеновой структуре позволяет сконцентрировать электромагнитное поле вблизи слоев графена и значительно повысить эффективность его взаимодействия со структурой [9–12]. В работах [9, 13–15] была показана возможность усиления излучения графеном с инвертированным распределением носителей заряда (электронов и дырок). В результате инверсии носителей заряда в графене при достижении некоторого порогового значения оптической накачки в ТГц-диапазоне возникает отрицательная высокочастотная проводимость, наличие которой может приводить к стимулированной гене-

рации ТГц-плазмонов в графене. В структуре, состоящей из двух параллельных слоев графена, разделенных тонким диэлектрическим барьерным слоем, электромагнитные поля распространяющихся в этих слоях плазмонов взаимодействуют друг с другом, что приводит к образованию единой плазмонной моды [16–20]. Теоретически установлено [18], что инкремент усиления ТГц-антисимметричной плазмонной моды в двух слоях графена в несколько раз превышает инкремент плазмонов в однослойной структуре вследствие модового замедления, а инкремент симметричной моды превосходит инкремент в одном слое графена благодаря конструктивной интерференции плазмонных полей в слоях графена. Однако при исследовании двухслойных графеновых структур было упущено возникновение в ограниченных интервалах параметров новых плазмонных мод, которые в данной работе названы дополнительными.

В настоящей работе исследуются выявленные плазмонные моды при различных энергетических состояниях слоев графена (пассивный, допированный, инвертированный графен), рассмотрено влияние параметров барьерного слоя на данные моды. Показано, что дополнительные моды характерны для двухслойных графеновых структур и отсутствуют в случае изолированных слоев графена. Выявляются различия фазовых и групповых скоростей плазмонов основной, существую-

щей в значительно большем частотном диапазоне, и дополнительной мод.

### ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим планарную симметричную структуру, состоящую из двух монослоев графена, которые разделены диэлектрическим барьерным слоем толщиной  $d$  и покрытых диэлектрическими обкладками. Диэлектрические проницаемости (ДП) барьерного слоя  $\epsilon_b$  и обкладок  $\epsilon_c$  не зависят от частоты и являются действительными величинами. Предполагается, что слои графена идентичны и могут быть как в допированном, так и инвертированном состоянии – одинаковая инверсия населенности свободных носителей заряда может быть обеспечена симметричной прямой или диффузионной накачкой каждого из слоев графена [21, 22]. Поверхностная динамическая проводимость графена определяется выражением [14, 23–25]:

$$\frac{\sigma(\omega)}{\sigma_0} = \frac{8k_B T \tau}{\pi \hbar (1 - i\omega\tau)} \ln J_1 + J_2 - \frac{4\hbar\omega}{i\pi} \int_0^{\infty} \frac{G(\epsilon, E_F) - G(\hbar\omega/2, E_F)}{(\hbar\omega)^2 - 4\epsilon^2} d\epsilon, \quad (1)$$

где  $G(\epsilon, E_F) = \frac{\text{sh}(\epsilon/k_B T)}{\text{ch}(\epsilon/k_B T) + \text{ch}(E_F/k_B T)}$ ; для допированного графена  $E_F$  – энергия Ферми и

$J_1 = 2 \text{ch}\left(\frac{E_F}{2k_B T}\right)$ ,  $J_2 = G\left(\frac{\hbar\omega}{2}, E_F\right)$ ; для инвертированного графена  $\pm E_F$  – квазиуровни Ферми, определяющие величину инверсии носителей заряда (электронов и дырок) при температуре  $T$ ,

$J_1 = 1 + \exp\left(\frac{E_F}{k_B T}\right)$ ,  $J_2 = \text{th}\left(\frac{\hbar\omega - 2E_F}{4k_B T}\right)$ . Здесь

$\sigma_0 = e^2/4\hbar$ ,  $e$  – заряд электрона;  $\hbar$  – постоянная Планка;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $\tau$  – время рассеяния носителей заряда. Первое слагаемое в (1) описывает внутризонное диссипативное (друдевское) поглощение в графене, определяемое временем  $\tau$ . Остальная часть выражения описывает межзонные переходы носителей заряда в графене. В приведенном выражении не учитывается пространственная дисперсия проводимости – данное приближение использовали в других работах, посвященных аналогичным структурам [19, 24, 26]. Заметим, что основной интерес для нас представляют плазмоны с малыми значениями волновых векторов и частот.

Далее будем исследовать случай распространения в симметричной графеновой структуре волн

ТМ-типа, для которых дисперсионное уравнение имеет вид [18]:

$$\text{th}(k_{by}d) = -\frac{2\psi}{1 + \psi^2}, \quad \psi = \frac{k_{by}}{\epsilon_b} \left( \frac{\epsilon_c}{k_{cy}} + i \frac{4\pi\sigma}{\omega} \right), \quad (2)$$

где для поляритонов, локализованных на границах барьерного слоя (т.е. на графеновых листах), поперечные компоненты волнового вектора в каждой из сред имеют вид  $k_{jy} = \sqrt{k_x^2 - \epsilon_j \omega^2 / c^2}$ , здесь  $j = b, c$  обозначает барьерный слой и обкладки;  $k_x$  – константа распространения (КР) плазмона,  $k_0 = \omega/c$ ;  $\omega$  и  $c$  – частота и скорость света в вакууме. Для структуры, симметричной относительно плоскости  $XZ$ , уравнение (2) распадается на два уравнения:

$$\text{th}(k_{by}d/2) = -1/\psi, \quad (3)$$

$$\text{th}(k_{by}d/2) = -\psi. \quad (4)$$

Моды, отвечающие уравнению (3), будем называть, следуя работе [18], симметричными, а отвечающие уравнению (4) – антисимметричными, в соответствии с распределением  $E_x$  – тангенциальной к графеновым слоям составляющей электрического поля ТМ-волн плазмонов относительно плоскости симметрии структуры – данная составляющая симметрична и антисимметрична для соответствующих мод. Далее приводятся результаты численного анализа уравнения для антисимметричных плазмонных мод, полученных при следующих значениях параметров:  $\epsilon_c = 1$ ,  $T = 300$  К,  $\tau = 1$  пс. Заметим, что результаты численного анализа были продублированы использованием трех программных пакетов: математического пакета высокого уровня и двух пакетов низкого уровня (Delfi и Си++).

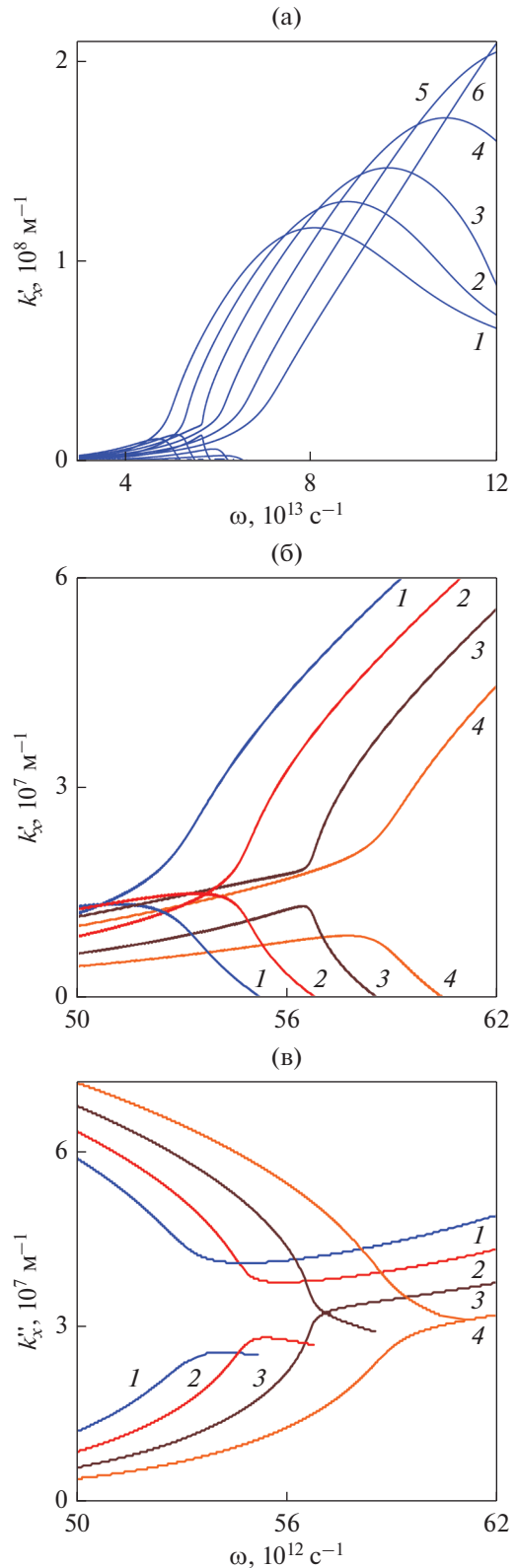
### ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ МОДЫ ПРИ РАЗЛИЧНОЙ ПРОВОДИМОСТИ СЛОЕВ ГРАФЕНА

Частотная зависимость проводимости графена (1) учитывает оба механизма рассеяния – внутризонное диссипативное рассеяние Друде и межзонное рассеяние вследствие генерации и рекомбинации электронно-дырочных пар. В случае допированного графена при рассматриваемых параметрах системы и действительная, и мнимая части проводимости являются положительными величинами, следовательно, излучение поглощается. В случае же инвертированного графена в достаточно широкой области терагерцового диапазона действительная часть проводимости может принимать отрицательные значения, при этом энергия за счет межзонных излучательных переходов превалирует над суммарными ее потерями в графене, и реализуется режим усиления. При этом в

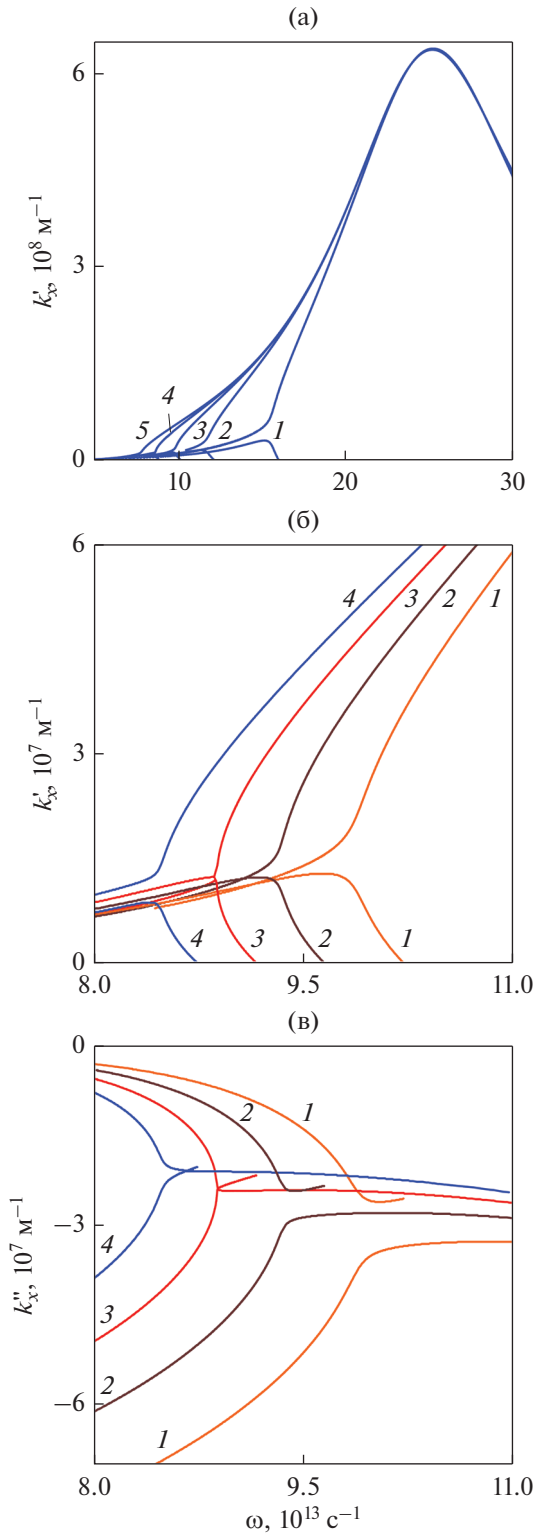
данной работе показано, что обнаруженные модовые особенности реализуются в структуре, содержащей два слоя графена, при разном  $\sigma(\omega)$ .

Далее рассмотрим зависимость от частоты действительной и мнимой частей константы распространения (КР) плазмона антисимметричной моды, отвечающей уравнению (4). На рис. 1 приведены зависимости  $k'_x(\omega)$  и  $k''_x(\omega)$ , полученные для структуры с допированными графеновыми слоями при следующих параметрах:  $E_F = 0, 20, 30, 40, 50, 60$  мэВ (а – кривые 1–6),  $E_F = 20, 25, 30, 35$  мэВ (б, в – кривые 1–4),  $\epsilon_b = 8, d = 30$  нм. Из рисунка видно, что в области относительно малых частот (не доходя до максимума действительной части КР) имеет место дополнительная мода, действительная часть КР которой с увеличением частоты вначале незначительно растет, а по достижении максимума быстро спадает до малых значений ( $k'_x \leq 10^4 \text{ м}^{-1}$ ), после чего мода исчезает. Значение фазовой скорости дополнительной моды вблизи отсечки получены численно – уменьшение шага численного анализа приведет к уменьшению  $k'_x$  вблизи модовой отсечки, а нахождение предельно малой  $k'_x$  требует дополнительных исследований. Таким образом, в некотором интервале частот при одинаковых параметрах системы реализуются две моды, отличающиеся по КР и имеющие разный знак групповых скоростей. Из рис. 1б видно, что при  $E_F = 20, 25$  мэВ наблюдается перекрещивание действительных частей КР рассматриваемой моды и моды, существующей при больших частотах; при  $E_F = 30, 35$  мэВ такое перекрещивание отсутствует. В первом случае мнимая часть КР оказывается меньше у данных мод, которые мы назвали дополнительными. В случае отсутствия перекрещивания мнимая часть КР дополнительных мод, как правило, имеет большие значения. С увеличением энергии Ферми действительная часть КР мод уменьшается, но возрастает интервал частот, в котором существует дополнительная мода. При этом мнимая часть КР у одной из мод уменьшается с ростом энергии Ферми, а у другой моды увеличивается.

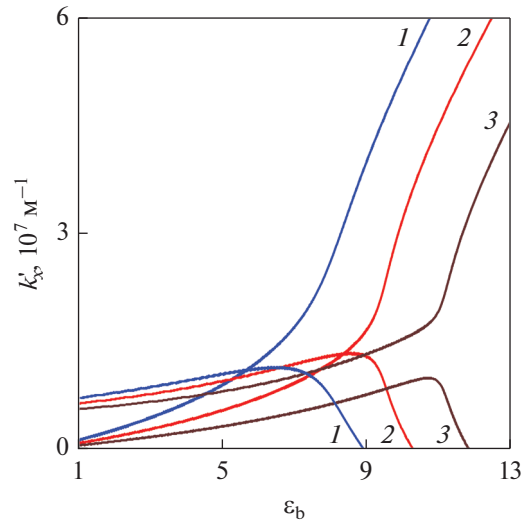
В работе [27] также были показаны дополнительные моды в случае инвертированного графена, однако численный счет ранее не выявил их полный вид, не получив решения при малом бассейне аттрактора на параметрической плоскости, в результате чего возникали перескоки между модами при изменении устойчивости решений. Приведенные здесь решения получены при дополнительном использовании пакетов программирования низком уровне, что позволило выявить дополнительные моды во всех интервалах параметров, где они существуют, независимо от величины параметрического бассейна.



**Рис. 1.** Зависимости от частоты компонент КР плазмонов (4) в структуре с допированными слоями графена при  $E_F = 0, 20, 30, 40, 50, 60$  мэВ (а – кр. 1–6),  $E_F = 20, 25, 30, 35$  мэВ (б, в – кр. 1–4),  $\epsilon_b = 8, d = 30$  нм.



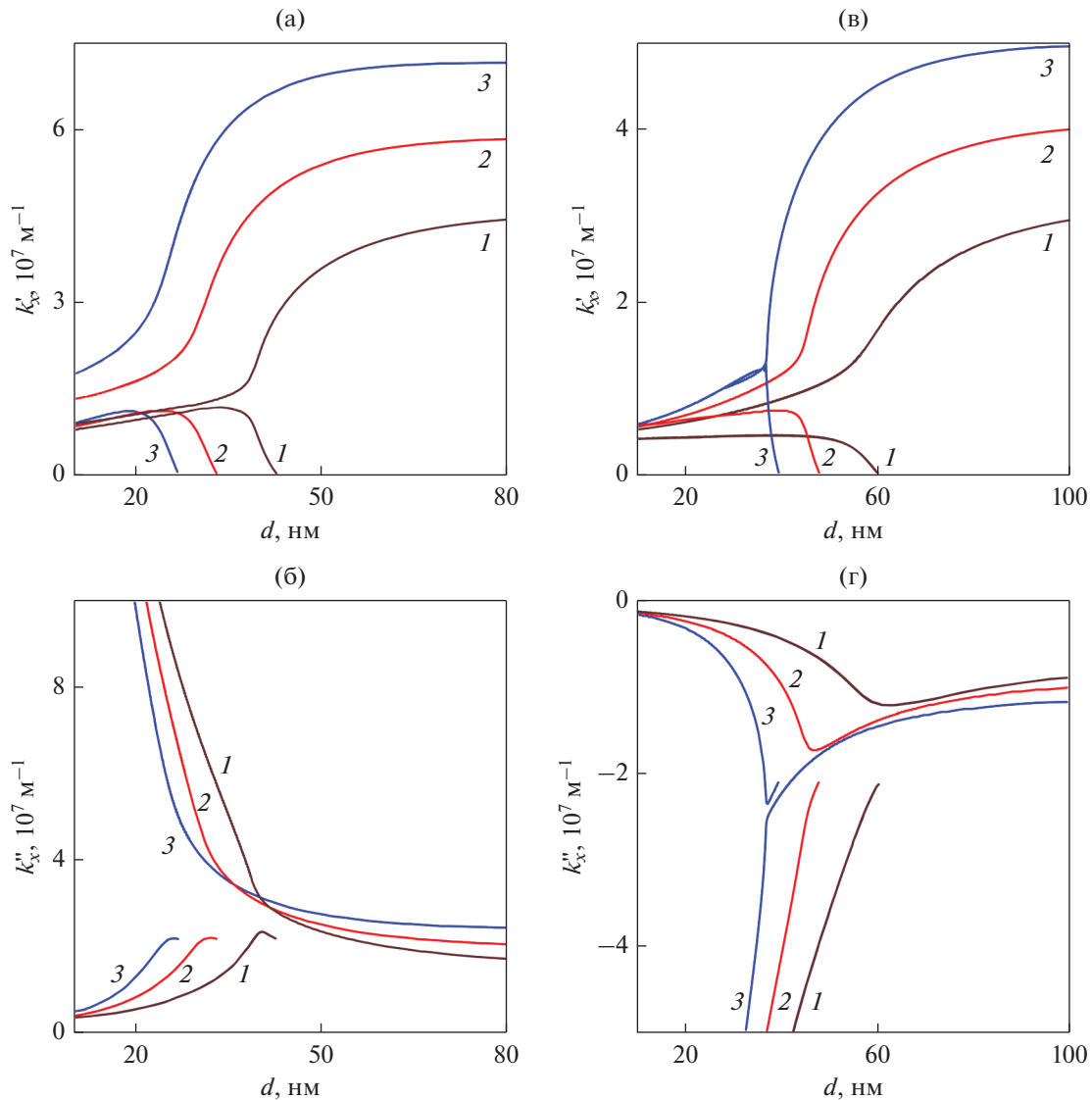
**Рис. 2.** Зависимости от частоты компонент КР антисимметричных мод в структурах со слоями инвертированного графена при  $E_F = 70$  мэВ,  $\epsilon_b = 10$ ,  $d = 10, 20, 30, 40, 50$  нм (а – кр. 1–5),  $d = 30, 34, 38, 40$  нм (б, в – кр. 1–4).



**Рис. 3.** Зависимость от ДП барьерного слоя действительной части КР антисимметричной моды при допированном графене:  $E_F = 0, 20, 30$  мэВ (кр. 1–3) для  $d = 30$  нм и  $\omega = 54 \times 10^{12}$  с<sup>-1</sup>.

Дополнительные моды возникают также при других энергетических состояния графена. На рис. 2 приведены зависимости от частоты действительных и мнимых частей КР антисимметричных мод в структурах со слоями инвертированного графена при параметрах:  $E_F = 70$  мэВ,  $\epsilon_b = 10$ ,  $d = 10, 20, 30, 40, 50$  нм (а – кривые 1–5),  $d = 30, 34, 38, 40$  нм (б, в – кривые 1–4). Дополнительные моды в случае инвертированного графена возникают в частотном диапазоне, как правило, отвечающем модовому усилению. При этом увеличение толщины барьерного слоя приводит к уменьшению частотного интервала, в котором реализуются дополнительные моды. Инкремент усиления дополнительных мод оказывается ниже в случае пересечения действительных частей КР основной и дополнительной моды (что имеет место для достаточно тонких барьерных слоев) и выше инкремента усиления обычных мод, если действительные части КР не пересекаются. При достаточно толстых барьерных слоях дополнительные моды не возникают, и имеет место только одна ассиметричная мода в неограниченном частотном диапазоне. Последнее говорит о том, что дополнительные моды отсутствуют в структурах с одним слоем графена.

На рис. 3 приведена зависимость от ДП барьерного слоя действительной части КР антисимметричной моды в случае допированного графена при параметрах:  $E_F = 0, 20, 30$  мэВ (кривые 1–3),  $d = 30$  нм на частоте  $\omega = 54 \times 10^{12}$  с<sup>-1</sup>.



**Рис. 4.** Зависимость от толщины барьерного слоя компонент КР антисимметричных мод для  $E_F = 0$  и  $\omega = 50 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$  (а, б) и для инвертированного графена при  $E_F = 70 \text{ мЭВ}$ ,  $\omega = 90 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$  (в, г);  $\epsilon_b = 6, 80, 10$  (кр. 1–3).

Из приведенных зависимостей, аналогичных зависимостям от частоты плазмонов, видно, что дополнительные моды существуют в ограниченном диапазоне значений параметра  $\epsilon_b$ . Вначале рост  $\epsilon_b$  приводит к медленному увеличению  $k'_x$  как обычной, так и дополнительной мод, а после прохождения максимума зависимости  $k'_x(\epsilon_b)$  (или зависимости  $k'_x(\omega)$ ) скорость изменения действительных частей КР плазмонов значительно увеличивается, при этом у обычных мод фазовая скорость растет, у дополнительных мод — падает до малых значений (вблизи модовой отсечки численный анализ в ряде случаев показал значение  $k'_x \approx 0$ ).

На рис. 4 приведена зависимость от толщины барьерного слоя действительной и мнимой частей КР антисимметричных мод в случае невозбужденного ( $E_F = 0$ ) графена на частоте плазмонов  $\omega = 50 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$  (а, б) и инвертированного графена при  $E_F = 70 \text{ мЭВ}$  на частоте  $\omega = 90 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$  (в, г) для  $\epsilon_b = 6, 80, 10$  (кривые 1–3). Из рисунка видно, что затухание дополнительных мод невозбужденной структуры меньше (б), а усиление дополнительных мод в инвертированном графене (г) больше в тех случаях, когда действительные части КР не пересекаются. Для  $d \geq 100 \text{ нм}$  КР плазмонов практически перестает зависеть от толщины барьерного слоя, а дополнительные моды отсут-

ствуют, т.к. графеновые слои в структуре можно считать изолированными.

В случае симметричных плазмонов, описываемых уравнением (3), дополнительных решений дисперсионного соотношения, соответствующих дополнительным модам, не обнаружено. Тот факт, что выявленные дополнительные моды не были обнаружены в предшествующих исследованиях подобных структур [17, 18, 28, 29] можно объяснить тем, что они имеют место только в определенных интервалах значений параметров. Кроме того, при достаточно большом шаге варьирования параметра рассматриваемые особенности дисперсионных зависимостей могут быть приняты за дефекты численного анализа.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численный анализ дисперсионного уравнения для плазмонных мод в структуре с двумя слоями графена, разделенными диэлектрическим барьерным слоем, показал, что в ограниченном частотном диапазоне возникает дополнительная антисимметричная мода. Фазовая скорость данной дополнительной моды сильно уменьшается в области отсечки ( $k'_x \leq 0.1 \text{ Мм}^{-1}$ ). Таким образом, для антисимметричных плазмонов возникают условия, при которых возбуждаются плазмоны двух мод, различающихся по КР и по групповым скоростям. Причем в области значений параметров, близких к модовой отсечке, групповые скорости основной и дополнительной мод имеют противоположные знак, что может быть использовано при создании терагерцовых генераторов излучения на основе двухслойных графеновых структур.

Возникновение дополнительных мод характерно для двухслойной графеновой структуры, при этом они обнаружены как в случае допированного, так и в случае инвертированного графена, а также при отсутствии возбуждения графеновых слоев. В случае инвертированного графена дополнительные моды приходятся на частотный диапазон, где имеет место модовое усиление.

Усиление и поглощение (при допированном графене) дополнительных мод может быть как меньше, так и больше, чем в случае основной моды. При значительном увеличении толщины барьерного слоя графеновые слои можно считать изолированными, при этом дополнительные моды исчезают, так как они отсутствуют в структуре с одним слоем графена. Отсутствуют дополнительные моды также для симметричных плазмонов.

Существование обнаруженных дополнительных мод не критично зависит от конкретных значений проводимости графена и имеет явную общность для двухслойных графеновых структур,

так как наблюдается при различных энергетических состояниях графена.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания № 0830-2020-0009.

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Geim A.K., Novoselov K.S. The rise of grapheme // Nature Materials. 2007. V. 6. P. 183–191.
2. Mikhailov S.A., Zeigler K. New electromagnetic mode in grapheme // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 016803(5).
3. Hwang E.H., Sarma S.D. Dielectric function, screening, plasmons in two-dimensional graphene // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. P. 205418(7).
4. Морозов С.В., Новоселов К.С., Гейм А.К. Электронный транспорт в графене // УФН. 2008. Т. 178. Вып. 7. С. 776–780.
5. Castro Neto A.H., Guinea F., Peres N.M.R. The electronic properties of graphene // Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81. № 1. P. 109–162.
6. Dubinov A.A., Aleshkin V.Ya., Ryzhii M., Otsuji T., Ryzhii V. Terahertz laser based on optically pumped graphene: model and feasibility of realization // Applied Physics Express. 2009. V. 89. P. 70–74.
7. Ryzhii V., Dubinov A.A., Otsuji T., Mitin V., Shur M. Terahertz lasers based on optically pumped multiple graphene structures with slot-line and dielectric waveguides // J. Applied Physics. 2010. V. 107. P. 054505(6).
8. Boubanga-Tombet S., Chan S., Watanabe T., Satou A., Ryzhii V., Otsuji T. Ultrafast carrier dynamics and terahertz emission in optically pumped graphene at room temperature // Phys. Review B. 2012. V. 85. P. 035443(7).
9. Янюшкина Н.Н., Белоненко М.Б., Лебедев Н.Г. Усиление предельно коротких оптических импульсов в графене в присутствии высокочастотного переменного поля // Опт. и спектр. 2010. Т. 108. Вып. 4. С. 658–663.
10. Smirnova D.A., Buslaev P.I., Iorsh I.V., Shadrivov I.V., Belov P.A., Kivshar Y.S. Deeply subwavelength electromagnetic Tamm states in graphene metamaterials // Phys. Rev. B. 2014. V. 89. № 6. P. 245414(6).
11. Евсеев Д.А., Семенов Д.И. Волноводные моды в планарной мелкослойной структуре графен-диэлектрик // Опт. и спектр. 2018. Т. 124. Вып. 2. С. 235–240.
12. Dubinov A.A., Aleshkin V.Y., Ryzhii M., Otsuji T., Ryzhii V. Terahertz Laser with Optically Pumped Graphene Layers and Fabri–Perot Resonator // Appl. Phys. Exp. 2009. V. 2. № 9. P. 092301(4).
13. Satou A., V.Ryzhii, Kurita Y., Otsuji T. Threshold of terahertz population inversion and negative dynamic conductivity in graphene under pulse photoexcitation // J. Appl. Phys. 2013. V. 113. № 14. P. 143108(7).
14. Dubinov A.A., Aleshkin V.Y., Mitin V.V., Otsuji T., Ryzhii V. Terahertz surface plasmons in optically pumped graphene

- structures // *Phys.: Condens. Matter*. 2011. V. 23. № 4. P. 145302(6).
15. Gan C.H., Chu H.S., Li E.P. Synthesis of highly confined surface plasmon modes with doped graphene sheets in the midinfrared and terahertz frequencies // *Phys. Rev. B*. 2012. V. 85. № 12. P. 125431(9).
  16. Hwang E.H., Sarma S. Das. Plasmon modes of spatially separated double-layer graphene // *Phys. Rev. B*. 2009. V. 80. № 20. P. 205405(5).
  17. Булаев П.И., Иорш И.В., Шадривов И.В., Белов П.А., Кившарь Ю.С. Плазмоны в волноводных структурах из двух слоев графена // *Письма в ЖЭТФ*. 2013. Т. 97. Вып. 9. С. 619–623.
  18. Морозов М.Ю., Моисеенко И.М., Попов В.В. Линейная теория усиления терагерцевых плазменных волн в двух параллельных слоях графена // *Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика*. 2019. Т. 19. Вып. 1. С. 28–33.
  19. Полищук О.В., Фатеев Д.В., Попов В.В. Усиление терагерцового излучения высокочастотными резонансными плазмонами в двухслойной периодической структуре на основе графена в режиме антикроссинга плазмонных мод // *ФТП*. 2019. Т. 53. Вып. 9. С. 1237–1243.
  20. Кухарь Е.И., Крючков С.В. Особенности распространения плазмонов в графеновом бислое в условиях поперечного электрического поля // *ФТП*. 2020. Т. 62. Вып. 1. С. 153–157.
  21. Davoyan A.R., Morozov M.Yu., Popov V.V., Satou A., Otsuji T. Graphene surface emitting terahertz laser: Diffusion pumping concept // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 103. № 25. P. 251102(5).
  22. Morozov M.Yu., Davoyan A.R., Moiseenko I.M., Satou A., Otsuji T., Popov V.V. Active guiding of Dirac plasmons in graphene // *Appl. Phys. Lett.* 2015. V. 106. № 6. P. 061105(5).
  23. Falkovsky L.A., Varlamov A.A. Space-time dispersion of graphene conductivity // *Eur. Phys. J. B*. 2007. V. 56. № 5. P. 281–284.
  24. Морозов М.Ю., Моисеенко И.М., Коротченко А.В., Попов В.В. Замедление терагерцевых плазменных волн в конической структуре с графеном, накачиваемым с помощью оптических плазменных волн // *ФТП*. 2021. Т. 55. Вып. 6. С. 518–523.
  25. Полищук О.В., Фатеев Д.В., Попов В.В. Электрическая перестройка усиления терагерцового излучения в периодической плазмонной графеновой структуре с инжекцией носителей заряда // *ФТП*. 2018. Т. 52. Вып. 12. С. 1430–1435.
  26. Popov V.V., Polischuk O.V., Davoyan A.R., Ryzhii V., Otsuji T., Shur M.S. Plasmonic terahertz lasing in an array of graphene nanocavities // *Phys. Rev. B*. 2012. V. 86. № 10. P. 195437(6).
  27. Шутый А.М., Семенов Д.И., Елисеева С.В. Модовая бистабильность плазмонов и дисперсионный скачок в структуре с двумя графеновыми слоями // *ФТП*. 2022. Т. 64. Вып. 6. С. 724–731.
  28. Iorsh I.V., Sharidov I.V., Belov P.A., Kivshar Yu.S. Tunable hybrid surface waves supported by a graphene layer // *Pis'ma v ZhETF*. 2013. V. 97. № 5. P. 287–290.
  29. Morozov M.Yu., Moiseenko I.M., Popov V.V. Giant amplification of terahertz plasmons in a double-layer graphene // *J. Phys.: Condens. Matter*. 2018. V. 30. № 2. P. 08LT02(5).