

Плотность плазменных возбуждений в сверхрешетках на основе графена в присутствии сильного статического электрического поля

С. Ю. Глазов^{1,2,*}, А. А. Ковалев^{1,†}, Н. Е. Мещерякова^{3‡}

¹Волгоградский государственный социально-педагогический университет
Россия, 400066, Волгоград, пр. Ленина, д. 27

²Волгоградский государственный медицинский университет
400131, Волгоград, площадь Павших борцов, д. 1

³Частное образовательное учреждение высшего образования «Волгоградский Институт Бизнеса»
Россия, 400010, Волгоград, ул. Качинцев, д. 63

(Статья поступила 30.06.2018; Подписана в печать 10.09.2018)

Исследована плотность плазменных возбуждений в графеновой сверхрешетке на полосчатой подложке в присутствии сильного статического электрического поля. Расчеты выполнены на основе квантовой теории плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса. Действие сильного электрического поля приводит к уменьшению частоты плазменных волн, появлению бесстолкновительного затухания (затухание Ландау) и к сдвигу пика плотности плазменных возбуждений в сторону низких частот. Коллективные возбуждения перекрываются одночастичными в низкоэнергетической области, что приведет к отличию теоретических от экспериментальных данных в начальной области энергий.

PACS: 73.21.Cd.

УДК: 538.915.

Ключевые слова: графен, графеновая сверхрешетка, плазменные возбуждения.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение процессов распространения плазменных волн в двумерных полупроводниковых структурах в системе с периодическим потенциалом является важным направлением исследования коллективных явлений в низкоразмерных системах. Теоретические исследования в этой области в основном посвящены изучению законов дисперсии плазменных волн $\omega(\mathbf{k})$. Знание $\omega(\mathbf{k})$ позволяет определить плотность плазменных возбуждений, что дает возможность сравнить теоретические результаты с экспериментом.

В этой связи особый интерес вызывают структуры на основе атома углерода: графен [1, 2], молекулы фуллеренов [3], углеродные нанотрубки [4, 5], так как данные объекты обладают огромным спектром необычных свойств и потенциально широкими возможностями их применения. Экспериментальное получение графена послужило толчком для бурного роста интереса к этому материалу.

В последнее время внимание исследователей сосредотачивается на теоретическом [6–12] и экспериментальном [13, 14] исследовании графеновых сверхрешеток (ГСР), которые могут быть сформированы путем создания в образце дополнительного периодического потенциала. В [6] предложена ГСР, образованная за счет периодической модуляции запрещенной зоны. Такая модуляция возможна в графене, осажженном на подложку из периодически чередующихся полосок, например, SiO_2 и SiC .

Известно, что достаточно сильное постоянное электрическое поле, приложенное вдоль оси СР, приводит к существенному изменению электронного энергетического спектра — так называемому штарковскому квантованию [15, 16], что в свою очередь приводит к существенному изменению закона дисперсии плазменных волн [17, 18]. В этой связи представляется актуальным исследование влияния сильного постоянного электрического поля на возможность существования плазменных волн в СР на основе графена и, в частности, на закон дисперсии таких волн.

В рамках бесстолкновительного приближения для двумерного (2D) электронного газа графеновой сверхрешетки на полосчатой подложке проведено численное исследование закона дисперсии продольных плазменных волн в [7] и плотности плазменных возбуждений в [8]. В [9] выполнено теоретическое исследование $\omega(\mathbf{k})$ в такой ГСР с использованием модельного спектра узкощелевого полупроводника. Работа [11] посвящена исследованию влияния статического электрического поля на закон дисперсии плазменных волн, распространяющихся под малыми углами к оси ГСР ($k_y d \ll 1$).

В данной работе представлены результаты исследования закона дисперсии плазменных волн для произвольных значений волновых векторов и плотности плазменных возбуждений в ГСР в присутствии сильного статического электрического поля.

1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Закон дисперсии носителей заряда в ГСР на полосчатой подложке в одноминизонном приближении в отсутствие электрического поля выбран

*E-mail: ser-glazov@yandex.ru

†E-mail: alexkovalev1861@yandex.ru

‡E-mail: dandelion1@yandex.ru

в модельном виде [11]

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \Delta f_1 + \varepsilon_2(p_y) - \varepsilon_1(p_y) \cos(p_x d), \quad (1)$$

где Δ — полуширина запрещённой зоны щелевой модификации графена, p_x, p_y — компоненты квазиимпульса электрона, $d = d_1 + d_2$ — период сверхрешетки, d_1, d_2 — ширины полосок бесщелевого и щелевого графена, а коэффициенты f_i подбираются численно на основе непосредственного решения дисперсионного соотношения из [6]

$$\begin{aligned} \varepsilon_2(p_y) &= \varepsilon_0(p_y) + \varepsilon_1(p_y), \\ \varepsilon_0(p_y) &= \Delta \sqrt{f_2^2 + f_3^2 (p_y d)^2}, \\ \varepsilon_1(p_y) &= \Delta^2 f_4^2 / 2\varepsilon_0(p_y). \end{aligned}$$

Спектр (1) периодичен по p_x и сохраняет неаддитивность, присущую спектру графена.

Сильное постоянное электрическое поле, приложенное вдоль оси сверхрешетки, удовлетворяющее условию $\Omega_{st}\tau \gg 1$ (где τ — время свободного пробега электрона, $\Omega_{st} = eEd$ — штарковская частота, e — заряд электрона, E — напряженность электрического поля), будем описывать зависящим от времени векторным потенциалом $\mathbf{A}(t) = \{-cEt, 0\}$ (напряженность постоянного электрического поля направлена вдоль оси x). Геометрия задачи приведена на рис. 1.

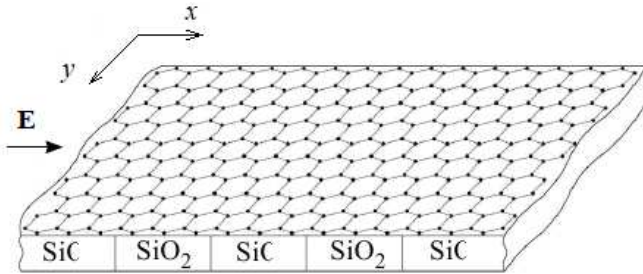


Рис. 1: Геометрия задачи

В приближении самосогласованного поля гамильтониан взаимодействующих электронов с учетом процессов переброса имеет вид

$$\begin{aligned} H &= \sum_{\mathbf{p}} \varepsilon(\mathbf{p} - e\mathbf{E}t) a_{\mathbf{p}}^+ a_{\mathbf{p}} + \\ &+ e \frac{1}{\sqrt{N_x}} \sum_{\mathbf{p}, \mathbf{k}} \sum_n U(\mathbf{k}, t) M(k_x) a_{\mathbf{p}-\mathbf{k}+n\mathbf{g}}^+ a_{\mathbf{p}}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $a_{\mathbf{p}}^+, a_{\mathbf{p}}$ — операторы рождения и уничтожения электрона с импульсом $\mathbf{p}$, N_x — число потенциальных ям, образующих сверхрешетку, $U(\mathbf{k}, t)$ — самосогласованный потенциал, определяемый следующим соотношением

$$U(\mathbf{k}t) = \frac{2\pi e}{\chi k} M(-k_x) \sum_{\mathbf{p}} \sum_n \langle a_{\mathbf{p}+\mathbf{k}+n\mathbf{g}}^+ a_{\mathbf{p}} \rangle, \quad (3)$$

χ — диэлектрическая проницаемость, угловые скобки означают усреднение по матрице плотности, соответствующей гамильтониану (2), $\mathbf{k} = \{k_x, k_y\}$, $k = |\mathbf{k}|$, $M(k_x) = \int_0^{N_x d} \varphi^*(x) \varphi(x) \exp(-ik_x x) dx$, φ — волновая функция состояния, соответствующего рассматриваемой разрешенной минизоне, в одной из потенциальных ям сверхрешетки, $\mathbf{g} = \{2\pi/d, 0\}$ — вектор «обратной сверхрешетки».

Уравнение движения в приближении случайных фаз для средних $\langle a_{\mathbf{p}+\mathbf{k}+\mathbf{g}}^+ a_{\mathbf{p}} \rangle$ имеет вид

$$\begin{aligned} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} + i[\varepsilon(\mathbf{p} + \mathbf{k} - e\mathbf{E}t) - \varepsilon(\mathbf{p} - e\mathbf{E}t)] \right\} \langle a_{\mathbf{p}+\mathbf{k}+n\mathbf{g}}^+ a_{\mathbf{p}} \rangle = \\ = -ieU(\mathbf{k} + \mathbf{g}, t) M(\mathbf{k} + n\mathbf{g}) (n_{\mathbf{p}+\mathbf{k}+n\mathbf{g}} - n_{\mathbf{p}}), \end{aligned} \quad (4)$$

где $n_{\mathbf{p}} = \langle a_{\mathbf{p}}^+ a_{\mathbf{p}} \rangle$ — числа заполнения электронных уровней в двумерном электронном газе.

Подставляя решение уравнения (4) в (3), после преобразований Фурье получаем бесконечная система уравнений для фурье-компонент $\tilde{U}(\mathbf{k}, \omega)$ ($\tilde{U}(\mathbf{k}, \omega)$ — временная фурье-компонента величины $\tilde{U}(\mathbf{k}, t) = \sum_n M(\mathbf{k} + n\mathbf{g}) U(\mathbf{k} + n\mathbf{g}, t)$).

Наличие сильного электрического поля приводит к временной зависимости гамильтониана (2). В силу нестационарности системы вместо обычного дисперсионного уравнения получается бесконечная система уравнений для фурье-компонент $\tilde{U}(\mathbf{k}, \omega)$.

В случае $\Omega_{st} \gg \omega$ для произвольных значений волновых векторов получено уравнение для нахождения закона дисперсии плазменных волн

$$\frac{2\pi e^2}{\chi} S(\mathbf{k}) \prod(\mathbf{k}, \omega) = 1, \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \prod(\mathbf{k}, \omega) &= \sum_{\mathbf{p}} J_0^2[sg(\mathbf{p} + \mathbf{k}) - sg(\mathbf{p})] J_0^2[cg(\mathbf{p} + \mathbf{k}) - \\ &- cg(\mathbf{p})] \frac{n_{\mathbf{p}+\mathbf{k}} - n_{\mathbf{p}}}{\varepsilon_2(p_y + k_y) - \varepsilon(p_y) - \omega - i0} - \end{aligned}$$

поляризационный оператор, $sg(\mathbf{p}) = \varepsilon_1(p_y) \sin(p_x)/\Omega_{st}$, $cg(\mathbf{p}) = \varepsilon_1(p_y) \cos(p_x)/\Omega_{st}$, $J_0(x)$ — функция Бесселя 1-го рода вещественного аргумента, $S(\mathbf{k}) = \sum_n \frac{|M(\mathbf{k}+n\mathbf{g})|^2}{|\mathbf{k}+n\mathbf{g}|}$.

Множитель $S(\mathbf{k})$ определяется потенциалом межэлектронного взаимодействия и требует знания конкретного вида потенциальных ям, образующих сверхструктуру. Рассмотрим случай, так же как и в [7], когда $\varphi(x) = \text{const}$ при $0 \leq x \leq d$, и $\varphi(x) = 0$ при $x < 0$, $x > d$. В этом случае выражение для $S(\mathbf{k})$ примет вид

$$S(\mathbf{k}) = 2d \sum_n \frac{1 - \cos(k_x d)}{(k_x d + 2\pi n)^2 \sqrt{(k_x d + 2\pi n)^2 + (k_y d)^2}}. \quad (6)$$

При произвольных значениях $\mathbf{k}$ сумма в (6) не выражается через табулированные функции. Однако при

малых значениях $k(k_x, k_y \ll \pi/d)$ $S(\mathbf{k})$ ведет себя как $1/|\mathbf{k}|$.

Из (5) и (6) следует, что частота плазменных колебаний зависит от волнового числа k_x периодически с периодом $2\pi/d$. Поэтому мы можем ограничиться рассмотрением спектра колебаний вдоль оси сверхрешетки в пределах первой зоны Бриллюэна $-\pi/d < k_x < \pi/d$.

Закон дисперсии $\omega(\mathbf{k})$ исследовался численно для невырожденного электронного газа в зависимости от периода и ширины потенциальных ям, образующих сверхрешетку.

2. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

По результатам численного анализа (2) построены графики зависимости $\omega(k_x)$ в безразмерных единицах при концентрации электронов $N = 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $T = 70 \text{ K}$, $\Delta/\Omega_{st} = 1$, $d = 5 \times 10^{-6} \text{ см}$, $\Delta = 0.13 \text{ эВ}$ (SiC). На рис. 2 представлены результаты исследования закона дисперсии плазменных волн для равной ширины полосок бесщелевого и щелевого графена и разных значений компоненты волнового вектора k_y . Сплошной линией на графиках $\omega(k_x)$ показаны участки, для которых отсутствует бесстолкновительное затухание (затухание Ландау). На участках, отмеченных пунктирной линией, существует слабое бесстолкновительное затухание. В сильном постоянном электрическом поле бесстолкновительное затухание плазменных волн реализуется при выполнении условия

$$\omega \leq \Delta f_3 \cdot k_y d. \quad (7)$$

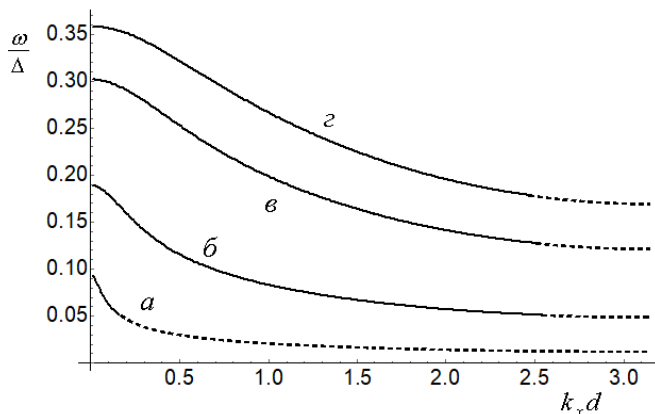


Рис. 2: Закон дисперсии $\omega(k_x)$ при $T = 70 \text{ K}$, $\Delta/\Omega_{st} = 1$, концентрации $N = 10^{11} \text{ см}^{-2}$: а — $k_y d = 0.05$, б — $k_y d = 0.2$, в — $k_y d = 0.5$, г — $k_y d = 0.7$

Физический механизм затухания Ландау связан с поглощением (излучением) плазмона частицей. Закон сохранения энергии для этого процесса имеет вид

$$\varepsilon(p_y) - \varepsilon(p_y \pm k_y) = \mp \omega. \quad (8)$$

Анализ графиков показывает, что пороговое значение k_x , отделяющее области с затуханием и без такового, зависит от концентрации носителей заряда. При уменьшении концентрации носителей заряда ширина области бесстолкновительного затухания увеличивается.

При $k_y d \ll 1$ результаты $\omega(\mathbf{k})$ совпадают с [9], что подтверждает правомерность сделанных в [9] приближений. Отметим, что с уменьшением компоненты волнового вектора k_y увеличивается область бесстолкновительного затухания, т.е. при распространении волн под малыми углами к оси ГСР только длинноволновые плазмоны не затухают.

Относительная плотность плазменных возбуждений рассчитывалась численно по формуле

$$g(\omega) = \sum \delta(\omega - \omega(k)). \quad (9)$$

На рис. 3 представлена относительная плотность плазменных возбуждений для случая равенства ширины полосок бесщелевой и щелевой модификации графена. В работе [7] отмечено наличие ярко выраженного максимума плотности плазменных возбуждений на частоте ω_p в отсутствие электрического поля. В данном случае на графике зависимости $g(\omega)$ так же присутствует максимум, но он связан с конечностью рассматриваемых состояний с волновыми числами k_y . На рис. 3 представлена область параметров волновых векторов $k_x d \in [0, \pi]$, $k_y d \in [0, 0.8]$. Пунктирной линией на рис. 3 показана относительная плотность плазменных возбуждений для волн, распространяющихся вдоль оси ГСР ($k_y \ll 1$). В этом случае выбрана область параметров волновых векторов $k_x d \in [0, \pi]$, $k_y d \in [0, 0.1]$.

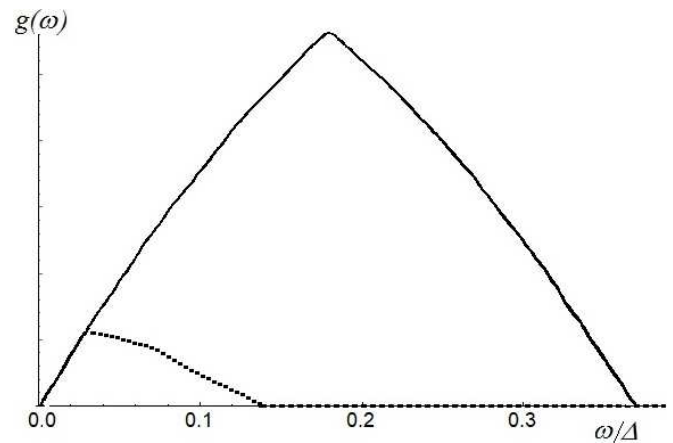


Рис. 3: Плотность плазменных возбуждений для $d_1 = d_2$

Влияние сильного постоянного электрического поля приводит к размытию пика плотности плазменных возбуждений сдвигу пика в сторону малых частот. Это связано с характерным влиянием сильного статического электрического поля на зависимость $\omega(k_x)$: с увеличением компоненты волнового вектора k_x частота плазменных колебаний уменьшается, в то время как в отсутствие электрического поля увеличение k_x приводит

к росту плазменной частоты и в области малых k_y частота плазменных волн в достаточно широком диапазоне k_x слабо меняется вблизи частоты ω_p .

Настоящая задача решалась в пренебрежении столкновениями электронов с решеткой. Такое возможно, когда период плазменных колебаний мал по сравнению со временем свободного пробега электрона τ ($\omega\tau \gg 1$). Для проявления штарковского квантования необходимо выполнение условия $\Omega_{st}\tau \gg 1$. Два последних условия могут быть удовлетворены при $\tau \geq 10^{-12}$ с, что является легко выполнимым для графена и структур на его основе.

При сравнительном исследовании одночастичных и коллективных возбуждений в 2D ГСР установлено, что коллективные возбуждения перекрываются одночастичными в низкоэнергетической области. Это приведет к отличию теоретических от экспериментальных данных в начальной области энергий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение сформулируем кратко основные результаты и выводы из проделанной работы:

1. На основе квантовой теории плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса для произвольных значений волновых векторов получено уравнение для нахождения закона дисперсии плазменных волн в сверхрешетке на основе графена в условиях воздействия сильного постоянного электрического поля.
2. Присутствие сильного электрического поля приводит к уменьшению частоты плазменных волн и сдвигу пика плотности плазменных возбуждений в сторону малых частот.
3. Исследованы области одночастичных и коллективных возбуждений в графеновой сверхрешетке.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках проектной части государственного задания, код проекта: 3.2797.2017/4.6 и РФФИ в рамках научного проекта № 18-42-340005.

-
- | | |
|---|--|
| <p>[1] Лозовик Ю.Е., Меркулова С.П., Соколик А.А. УФН. 2008. 178, № 7. С. 757.</p> <p>[2] Hill A., Mikhailov S.A., Ziegler K. Europhys. Lett. 2009. 87, N 2. P. 27005.</p> <p>[3] Ахметьянов Р.Ф., Шиховцева Е.С., Ломакин Г.С. ФТТ. 2009. 51, В. 12. С. 2404.</p> <p>[4] Бржезинская М.М., Байтингер Е.М., Смирнов А.Б. ФТТ. 2006. 45, В. 5. С. 743.</p> <p>[5] Глазов С.Ю. Изв. ВГТУ. 2010. № 3. С. 38.</p> <p>[6] Ратников П.В. Письма в ЖЭТФ. 2009. 90, В. 6. С. 515.</p> <p>[7] Глазов С.Ю., Ковалев А.А., Мещерякова Н.Е. Изв. РАН. Сер. физ. 2012. 76, № 12. С. 1479.</p> <p>[8] Глазов С.Ю., Ковалев А.А. Изв. РАН. Сер. физ. 2018. 82, № 1. С.105.</p> <p>[9] Ратников П.В., Силин А.П. Письма в ЖЭТФ. 2015. 102, В. 11. С. 823.</p> | <p>[10] Глазов С.Ю., Ковалев А.А., Мещерякова Н.Е. ФТП. 2015. 49, В. 4. С. 515.</p> <p>[11] Завьялов Д.В., Конченков В.И., Крючков С.В. ФТП. 2012. 46, В. 1.С. 113</p> <p>[12] Kryuchkov S. V., Kukhar E. I. Physica E. 2012. 46, P. 25.</p> <p>[13] Gorbachev R. V., Song J. C. W., Yu G. L. et al. Science. 2014. 346, P. 448.</p> <p>[14] Ponomarenko L. A., Gorbachev R. V., Yu G. L. et al. Nature 2013. 497, P. 594</p> <p>[15] Wannier G. H. Physical Review B. 1960. 11, P. 432.</p> <p>[16] Яковлев В.А. ФТТ. 1961. 3, № 7. С. 1983.</p> <p>[17] Глазов С.Ю., Крючков С.В. ФТП. 35, № 4. С. 456.</p> <p>[18] Глазов С.Ю., Кубракова Е.С. Изв. РАН. Сер. физ. 2011. 75, № 12. 1720.</p> |
|---|--|

Plasma excitation density in a graphene-based superlattice in the presence of a strong static electric field

S. Yu. Glazov^{1,2,a}, A. A. Kovalev^{1,b}, N. E. Mescheryakova^{3,c}

¹Volgograd State Social Pedagogical University. Volgograd, 400066, Russia

²The Volgograd State Medical University. Volgograd, 400131, Russia

³Volgograd Business Institute. Volgograd, 400010, Russia

E-mail: ^aser-glazov@yandex.ru, ^balexkovalev1861@yandex.ru, ^cdandelion1@yandex.ru

The density of plasma excitations in a graphene superlattice on a banded substrate in the presence of a strong static electric field is investigated. Calculations are performed on the basis of the quantum theory of plasma waves in the random phase approximation with allowance for Umklapp processes. The action of a strong electric field leads to a decrease in the frequency of plasma waves, to the appearance of collisionless damping (Landau damping) and to a shift in the peak of the density of plasma excitations toward low frequencies. Collective excitations are overlapped by single-particle excitations in the low-energy region, which will lead to a difference between theoretical and experimental data in the initial energy region.

PACS: 73.21.Cd.

Keywords: graphene, graphene-based superlattice, plasma excitation.

Received 30 June 2018.

Сведения об авторах

1. Глазов Сергей Юрьевич — канд. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: ser-glazov@yandex.ru.
 2. Ковалёв Александр Александрович — аспирант; e-mail: alexkovalev1861@yandex.ru.
 3. Мещерякова Наталья Евгеньевна — канд. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: dandelion1@yandex.ru.
-