ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2020, том 84, № 2, с. 254–257

УДК 538.915

ПЛАЗМЕННЫЕ ВОЛНЫ В ДВУМЕРНОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ С НЕАДДИТИВНЫМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ СПЕКТРОМ В ПРИСУТСТВИИ СИЛЬНОГО СТАТИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

© 2020 г. С. Ю. Глазов[1, 2, *], А. А. Ковалев[1], С. В. Крючков[1, 3]

[1]*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Волгоградский государственный социально-педагогический университет", Волгоград, Россия*

[2]*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Волгоградский государственный медицинский университет", Волгоград, Россия*

[3]*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Волгоградский государственный технический университет", Волгоград, Россия*

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

Поступила в редакцию 26.08.2019 г.
После доработки 13.09.2019 г.
Принята к публикации 28.10.2019 г.

Исследовано влияние неаддитивности энергетического спектра двумерной сверхрешетки (СР) на закон дисперсии плазменных волн в условиях воздействия сильного статического электрического поля. Расчеты выполнены на основе квантовой теории плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса.

DOI: 10.31857/S036767652002012X

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время внимание многих исследователей обращено к коллективным явлениям в низкоразмерных системах, в частности, к процессам распространения в них плазменных волн. Особый интерес в этой связи вызывают структуры на основе атома углерода: монослойный и двуслойный графен, углеродные нанотрубки, фуллерены. Данные объекты обладают огромным спектром необычных свойств и потенциально широкими возможностями их применения. Интерес к изучению плазменных возбуждений в структурах на основе графена объясняется их возможным применением в электронных приборах для детектирования и генерации электромагнитного излучения различных частотных диапазонов, в том числе терагерцового и инфракрасного [1]. Применение плазменных волн обусловлено значительно более высокими скоростями плазменных возбуждений по сравнению с дрейфовой скоростью электронов [2], которые примерно на два порядка превышают максимально достижимую дрейфовую скорость носителей. Это позволяет использовать плазмоны в качестве переносчиков электрических сигналов, что может повысить быстродействие электронных устройств.

Теоретическому исследованию закона дисперсии плазменных волн $\omega(\vec{k})$ в электронном 2D-газе одномерной графеновой СР посвящено достаточно большое количество работ [3–6]. В последнее время внимание исследователей сосредотачивается на изучении графеновых 2D-сверхрешеток (ГСР) [7–9]. В настоящей работе рассматриваются особенности законов дисперсии плазменных волн $\omega(\vec{k})$ в 2D-ГСР и узкозонной полупроводниковой 2D-СР, связанные с неаддитивностью их энергетических спектров.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР 2D-СВЕРХРЕШЕТОК

Энергетический спектр носителей заряда в 2D-ГСР на подложке, аналогичной шахматной доске (рис. 1) в одноминизонном приближении имеет вид [7]

$$\varepsilon(\vec{p}) = \pm\sqrt{\Delta_0^2 + \Delta_1^2\left(1-\cos(p_x d_1/\hbar)\right) + \Delta_2^2\left(1-\cos(p_y d_2/\hbar)\right)}, \tag{1}$$

где p_x, p_y – компоненты квазиимпульса электрона, $d_i = a_i + b_i$ – период ГСР, $i = \{1, 2\}$, a_i и b_i – линейные размеры областей бесщелевого и щелевого графена. Разные знаки относятся к минизоне проводимости и валентной минизоне. Энергетический спектр ГСР неаддитивен, поэтому существует зависимость движения носителей заряда вдоль ортогональных направлений, и непараболичен, что определяет нелинейную зависимость скорости электрона от квазиимпульса. При малых p_y выражение (1) переходит в известное дисперсионное соотношение для одномерной ГСР на полосчатой подложке [10].

Аппроксимация зависимости энергетического спектра электронов первой минизоны проводимости от компоненты квазиимпульса $p_\parallel$ вдоль оси ГСР выбрана в виде

$$\varepsilon_1(p_\parallel, 0) = \Delta_g\sqrt{f_1^2 + f_2^2\left(1 - \cos(p_\parallel d/\hbar)\right)}, \qquad (2)$$

где Δ_g – полуширина запрещённой зоны щелевой модификации графена, коэффициенты f_i подбираются численно на основе непосредственного решения дисперсионного соотношения из [11]. Спектр (2) использовался для описания носителей в ГСР [3, 6, 8, 10], но известен еще раньше в теории узкозонных полупроводников и квантовых полупроводниковых сверхрешеток [12]. Для аналитических расчетов удобно использовать разложение (1) в двойной ряд Фурье. В работе [13] показано, что с увеличением периода ГСР уменьшается неаддитивность энергетического спектра и при $d > 5 \cdot 10^{-6}$ см можно с хорошей степенью точности аппроксимировать “истинный” спектр структуры аддитивной зависимостью энергии от квазиимпульса. В данном случае увеличение периода ГСР будет приводить к более быстрому уменьшению значений коэффициентов разложения с ростом индексов.

Рассмотрим пример симметричной ГСР, когда $d_1 = d_2 = d \approx 2 \cdot 10^{-6}$ см, $\Delta_1 = \Delta_2 \approx 0.332\Delta_{\mathrm{SiC}}$, $\Delta_{\mathrm{SiC}} = 0.13$ эВ, ширина запрещенной зоны между валентной зоной и зоной проводимости $\varepsilon_g = 0.8573\Delta_{\mathrm{SiC}}$; ширина запрещенной зоны между первой и второй зонами проводимости $\varepsilon_{g12} = 0.6270\Delta_{\mathrm{SiC}}$; ширина первой минизоны проводимости $\varepsilon_e = 0.2111\Delta_{\mathrm{SiC}}$. При разложении спектра в ряд Фурье в этом случае можно ограничиться первыми слагаемыми

$$\varepsilon(\vec{p}) = \Delta_{\mathrm{SiC}}\left\{g_1 - \frac{g_2}{2}\left[\cos\left(\frac{p_x d}{\hbar}\right) + \cos\left(\frac{p_y d}{\hbar}\right)\right] - g_3\cos\left(\frac{p_x d}{\hbar}\right)\cos\left(\frac{p_y d}{\hbar}\right)\right\}, \qquad (3)$$

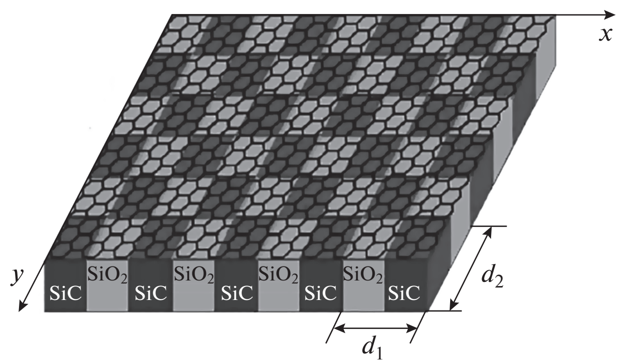

Рис. 1. Двумерная графеновая сверхрешетка.

где $g_1 = 0.624475$, $g_2 = 0.1787$, $g_3 = 0.01306$. Для рассматриваемого примера максимальное расхождение спектров составляет 2%.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

На основе квантовой теории плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса получено выражение для нахождения закона дисперсии плазменных волн в электронном 2D-газе ГСР в присутствии сильного ($\Omega_{st} \gg \omega$) постоянного электрического поля, приложенного вдоль оси x:

$$\frac{2\pi e^2}{\chi}\left(\Pi(\vec{k},\omega) - \Pi(\vec{k},\omega,\xi)\right)S(\vec{k}) = 1, \qquad (4)$$

где $\Pi(\vec{k},\omega,\gamma) = J_0^2\left(\frac{\Delta}{\hbar\Omega_{st}}\sin(k_x d/2)\right) \times \sum_{\vec{p}}\gamma\frac{n(\vec{p}+\vec{k}) - n(\vec{p})}{\varepsilon(p_y + k_y) - \varepsilon(p_y) - \hbar\omega}$, $\Pi(\vec{k},\omega) = \Pi(\vec{k},\omega,1)$, $\xi = (\delta/2\hbar\Omega_{st})^2\left[1 - \cos(k_y d)\left(1 - 2\cos^2\left(p_y d/\hbar + k_y d/2\right)\right)\right]$,

$\Delta = g_2\Delta_{\mathrm{SiC}}$, $\delta = g_3\Delta_{\mathrm{SiC}}$, χ – диэлектрическая проницаемость, $\Omega_{\mathrm{st}} = eEd/\hbar$ – штарковская частота. Вычисление множителя $S(\vec{k})$ требует знания конкретного вида потенциальных ям, образующих СР. Использован простой модельный случай (как и в [14]), когда $\varphi(x) = \mathrm{const}$ при $0 \le x \le d$, и $\varphi(x) = 0$ при $x < 0$, $x > d$ (φ – волновая функция состояния, соответствующего рассматриваемой разрешенной минизоне, в одной из потенциальных ям, образующих СР)

$$S(k_x, k_y) = 4d\sum_{n,m}\frac{(1 - \cos(k_x d))(1 - \cos(k_y d))}{(k_x d + 2\pi n)^2(k_y d + 2\pi m)^2\sqrt{(k_x d + 2\pi n)^2 + (k_y d + 2\pi m)^2}}. \qquad (5)$$

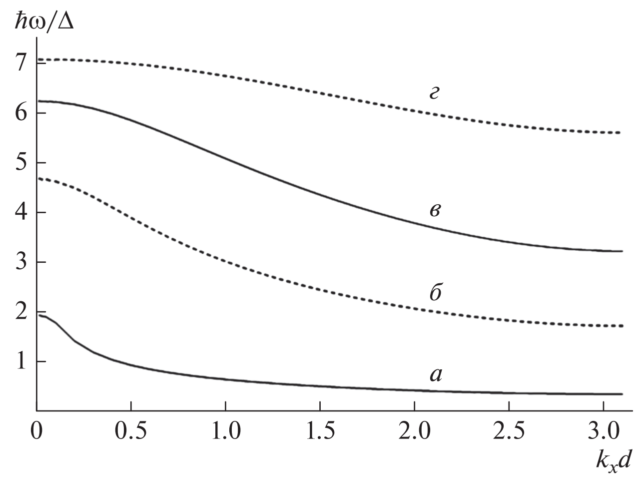

Рис. 2. Закон дисперсии $\omega(k_x)$ при $T = 70$ K, $\Delta/2\hbar\Omega = 0.1$, концентрации $N = 10^{11}$ см$^{-2}$, *а* – $k_yd = 0.1$, *б* – $k_yd = 0.5$, *в* – $k_yd = 1.0$, *г* – $k_yd = 3.1$.

Предполагаем, как и в [14], что в состоянии равновесия носители заряда подчиняются статистике Больцмана $n(\vec{p}) = A\exp(-\varepsilon(\vec{p})/k_bT)$, где T – температура, k_b – постоянная Больцмана, A – постоянная нормировки.

Для полупроводниковых СР с неаддитивным энергетическим спектром из (4) удается получить аналитическое выражение для поляризационного оператора (4) в случае высоких температур ($\Delta \ll k_bT$). Это в дальнейшем значительно облегчает нахождение закона дисперсии плазменных волн. Таким образом, (4) преобразуется к виду

$$-\frac{2\pi e^2 NS(\vec{k})}{\chi k_b T} J_0^2\left(\frac{\Delta}{\hbar\Omega_{st}}\sin(k_xd/2)\right)\times \times\left[1-\frac{w}{\sqrt{w^2-1}}+\left(\frac{\delta}{\hbar\Omega_{st}}\right)^2\{\cos(k_yd)\times \times(1+2\pi(1-2w^2))-1+\frac{w}{\sqrt{w^2-1}}\times \times(1+\cos(k_yd)(4\pi(w^2-1)-1))\}\right]=1, \tag{6}$$

где $w = \hbar\omega/\Delta\sin(k_yd/2)$. Как видно из (4), (6) поляризационный оператор имеет малую поправку для СР со слабой неаддитивностью, что и объясняет схожее поведение законов дисперсии плазменных волн $\omega(\vec{k})$ в сильном статическом электрическом поле для 2D-ГСР [15] и узкозонных полупроводниковых 2D-СР [5].

Для ГСР разложение по малому параметру (Δ/k_bT) неприменимо, по крайней мере для рассматриваемой в работе структуры, так как при этом нарушается условие одноминизонного приближения. Поэтому анализ закона дисперсии плазменных волн $\omega(\vec{k})$ в виду сложности (4) производился численно.

На рис. 2 приведены дисперсионные кривые $\omega(k_x)$ 2D-ГСР, находящейся в сильном электрическом поле для разных значений компоненты волнового вектора k_y. Влияние сильного статического электрического поля приводит к характерной зависимости $\omega(k_x)$: 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. Похожая дисперсионная зависимость $\omega(k_x)$ наблюдалась и для плазменных волн в электронном 2D-газе полупроводниковых 2D-СР в присутствии сильного постоянного электрического поля [15] и для одномерных ГСР [5].

Сделаем численные оценки. При концентрации $N_0 = 10^{11}$ см$^{-2}$, $d = 2\cdot10^{-6}$ см, $d_1 = d_2$, $\Delta_{\text{SiC}} = 0.13$ эВ, $\Delta/2\hbar\Omega = 0.1$, $T = 70$ K, $k_x = k_y \approx 10^6$ см$^{-1}$ получаем, что частота плазменных колебаний составляет по порядку величины $\omega \approx 10^{14}$ с$^{-1}$.

В отсутствие электрического поля для полупроводниковых СР со слабой неаддитивностью энергетического спектра (3) и широкой запрещенной зоной также удается аналитически получить выражение для поляризационного оператора $\Pi(\vec{k},\omega)$ в случае высоких температур ($g_2\Delta_{\text{SiC}} \ll k_bT$). Подставляя $\Pi(\vec{k},\omega)$ в (4), получаем окончательное выражение для нахождения закона дисперсии плазменных волн $\omega(\vec{k})$

$$\frac{2\pi e^2 NS(\vec{k})}{\chi k_b T}\left[\frac{\delta\Delta^2}{16(k_bT)^3}-1\right]\times \times\left[1-\frac{2}{\pi}\frac{\hbar\omega K(z)}{\sqrt{(\hbar\omega)^2-\Delta^2\left(\sin\frac{k_xd}{2}-\sin\frac{k_yd}{2}\right)^2}}\right]=1, \tag{7}$$

где N – поверхностная плотность электронного 2D-газа, $K(z)$ – полный эллиптический интеграл первого рода,

$$z = 2\Delta\sqrt{\sin\frac{k_xd}{2}\sin\frac{k_yd}{2}\Bigg/\left((\hbar\omega)^2-\Delta^2\left(\sin\frac{k_xd}{2}-\sin\frac{k_yd}{2}\right)^2\right)}. \tag{8}$$

Как видно из (7), отличие полученного уравнения от аналогичного для полупроводниковой СР с аддитивным спектром [14] состоит в появлении сомножителя с коэффициентом g_3, являющимся параметром, характеризующим неаддитивность спектра. Таким образом, слабая неаддитивность энергетического спектра приводит к перенормировке концентрации носителей, и плазменная частота в таких структурах меньше, чем в структурах с аддитивным спектром при одинаковых параметрах сравниваемых структур.

Данная задача решалась в пренебрежении столкновениями электронов с фононами, примесями и другими дефектами. Такое возможно, когда период плазменных колебаний мал по сравнению со временем свободного пробега электрона τ ($\omega\tau \gg 1$). Это условие может быть удовлетворено 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 двумерном электронном газе 2D-ГСР установлено, что коллективные возбуждения перекрываются одночастичными в низкоэнергетической области. Это приведет к отличию теоретических вычислений от экспериментальных данных в начальной области энергий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен подход, позволяющий оценить влияние неаддитивности энергетического спектра на физические законы в 2D-СР, и в частности, на закон дисперсии плазменных волн. Для СР со слабой неаддитивностью в спектре и широкой запрещенной зоной получены аналитически выражения для нахождения закона дисперсии плазменных волн, как в отсутствие внешних воздействий, так и в сильном электрическом поле. Показано, что полученные дисперсионные зависимости $\omega(\vec{k})$ для ГСР характерны для систем с искусственно созданным периодическим потенциалом.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shur M.S.* Introduction to electronic devices. New York: Wiley, 1995.
2. *Муравьев В.М., Кукушкин И.В., Смет Ю. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. № 3. С. 216; *Muravev V.M., Kukushkin I.V., Smet J. et al.* // JETP Lett. 2009. V. 90. № 3. P. 197.
3. *Глазов С.Ю., Ковалев А.А., Мещерякова Н.Е.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2012. Т. 76. № 12. С. 1479; *Glazov S.Yu., Kovalev A.A., Mescheryakova N.E.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2012. V. 76. № 12. P. 1323.
4. *Ратников П.В., Силин А.П.* // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 102. № 11. С. 823; *Ratnikov P.V., Silin A.P.* // JETP Lett. 2015. V. 102. № 11. P. 713.
5. *Глазов С.Ю., Ковалев А.А., Мещерякова Н.Е.* // ФТП. 2015. Т. 49. № 4. С. 515; *Glazov S.Yu., Kovalev A.A., Meshcheryakova N.E.* // Semicond. 2015. V. 49. № 4. P. 504.
6. *Глазов С.Ю., Ковалев А.А.* // Изв. РАН. Сер.физ. 2018. Т. 82. № 1. С. 105; *Glazov S.Yu., Kovalev A.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. № 1. P. 94.
7. *Kryuchkov S.V., Popov C.A.* // J. Nano Electron. Phys. 2017. V. 9. № 2. P. 02013.
8. *Forsythe C., Zhou X., Watanabe K. et al.* // Nature Nanotech. 2018. V. 13. P. 566.
9. *Zhang Y., Kim Y., Gilbert M. J. et al.* // arXiv: 1703.05689. 2018.
10. *Завьялов Д.В., Конченков В.И., Крючков С.В.* // ФТП. 2012. Т. 46. № 1. С. 113; *Zavialov D.V., Konchenkov V.I., Kruchkov S.V.* // Semicond. 2012. V. 46. № 1. P. 109.
11. *Ратников П.В.* // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. № 6. С. 515; *Ratnikov P.V.* // JETP Lett. 2009. V. 90. № 6. P. 469.
12. *Крючков С.В., Сыродоев Г.А.* // Изв. вузов. Радиофиз. 1990. № 6. С. 762.
13. *Бадикова П.В., Глазов С.Ю., Сыродоев Г.А.* // ФТП. 2019. Т. 53. № 7. С. 927; *Badikova P.V., Glazov S.Yu., Syrodoev G.A.* // Semicond. 2019. V. 53. № 7. P. 911.
14. *Глазов С.Ю., Крючков С.В.* // ФТП. 2000. Т. 34. № 7. С. 835; *Glazov S.Yu., Kryuchkov S.V.* // Semicond. 2000. V. 34. № 7. P. 807.
15. *Глазов С.Ю., Крючков С.В.* // ФТП. 2001. Т. 35. № 4. С. 456; *Glazov S.Yu., Kryuchkov S.V.* // Semicond. 2001. V. 35. № 4. P. 444.