

УДК 537.9

УПРАВЛЕНИЕ ПРОВОДИМОСТЬЮ ДВУМЕРНОЙ ГРАФЕНОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ

© 2023 г. С. Ю. Глазов^{1, 2, *}, Н. Е. Мещерякова², И. А. Подгорная^{1, 2}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Волгоградский государственный социально-педагогический университет”, Волгоград, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Волгоградский государственный медицинский университет” Министерства здравоохранения Российской Федерации, Волгоград, Россия

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

Поступила в редакцию 29.08.2022 г.

После доработки 16.09.2022 г.

Принята к публикации 26.09.2022 г.

Исследована возможность управления проводимостью графеновой сверхрешетки поперечными постоянными и переменными электрическими полями, обусловленная неаддитивностью ее энергетического спектра. Предложена методика определения диапазонов параметров приложенных полей, при которых управление проводимостью наиболее эффективно.

DOI: 10.31857/S0367676522700065, EDN: JINJLB

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в ряде теоретических исследований обращается внимание на необычные явления, связанные с неаддитивностью энергетического спектра графеновых структур. Взаимное влияние на носители тока в щелевом графене двух электромагнитных волн разной частоты со взаимно перпендикулярными векторами напряженности изучено в [1]. В графеновых сверхрешетках (ГСР) электрическое поле, приложенное поперек оси сверхрешетки, способно модифицировать продольную вольт-амперную характеристику этого материала [2–7].

Изучение двумерных (2D) ГСР привлекает внимание исследователей в связи с необычностью их свойств, в том числе и электронных, что связано с особенностями энергетического спектра графена и структур на его основе. В работах [8–11] рассматриваются новые подходы к созданию 2D ГСР. Вызывает значительный интерес модель 2D ГСР, в которой графен осажден на подложку из периодически чередующихся в шахматном порядке прямоугольных ячеек, например оксида и карбида кремния (SiO_2 и SiC) [10]. В результате взаимодействия графена с подложкой из SiC в энергетическом спектре носителей заряда появляется запрещенная зона (щель), а подложка из SiO_2 не вызывает изменение спектра графена (щель отсутствует). Чередование в шахматном порядке так называемых щелевой и бесщелевой

модификаций графена [2] приводит к образованию 2D сверхрешеточного минизонного спектра. В [10, 11] исследуется влияние внешних постоянного и переменного электрических полей на транспортные свойства такой структуры. Показано, что наличие постоянного поперечного электрического поля приводит к появлению дополнительного пика в вольт-амперных характеристиках. Для такой 2D ГСР исследован коэффициент поглощения электромагнитной волны в присутствии постоянного электрического поля для случая квазиклассически сильных электрических полей [12], выявлено влияние неаддитивности спектра 2D ГСР на распространение уединенного электромагнитного импульса вдоль произвольных направлений образца [13], а также показана возможность управления амплитудами высших гармоник поперечными электрическими полями [14].

В рамках настоящей работы исследованы особенности управления проводимостью поперечными электрическими полями в 2D ГСР, состоящей из чередующихся в шахматном порядке прямоугольных областей щелевой и бесщелевой графена.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Энергетический спектр электронов в 2D ГСР в одноминизонном приближении выбран в модельном виде [10]

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

где \vec{p} – квазиимпульс электрона, $d_i = a_i + b_i$ – период ГСР, a_i и b_i – ширины ячеек бесшелевого и шелевого графена. Из формулы (1) видно, что полная энергия электронов не может быть представлена алгебраической суммой ее компонент по двум взаимно перпендикулярным направлениям, то есть энергетический спектр 2D ГСР неаддитивен. Неаддитивность энергетического спектра сверхрешетки на основе графена приводит к взаимной зависимости движений носителей заряда вдоль перпендикулярных друг другу направлений, что приводит к дополнительной возможности управления током вдоль оси сверхрешетки приложением поперечного напряжения [4].

Рассмотрим случай, когда в плоскости 2D ГСР приложено постоянное и переменное электрические поля $\vec{E} = (E_{1x} + E_{0x} \cos \omega t, E_{1y} + E_{0y} \cos \omega t)$, где E_0 и ω – амплитуда и частота переменного

электрического поля, E_1 – модуль напряженности постоянного электрического поля.

Для невырожденного электронного газа в работе [14] была получена постоянная составляющая плотности тока, текущего вдоль оси одной из осей 2D ГСР

$$j_x = j_0 \sum A_{nm} C_{nm} \sin \varphi_{k_{nm}} \cos \varphi_{k_{nm}} J_k^2(n\alpha_x + m\alpha_y), \quad (2)$$

где $j_0 = -ed_1 n \Delta / 2$, n – концентрация электронов в зоне проводимости, $J_n(x)$ – функция Бесселя 1-го рода n -го порядка, ν – частота столкновений, $\alpha_x = eE_{0x} d_1 / \hbar \omega$, $\alpha_y = eE_{0y} d_2 / \hbar \omega$, $\Omega_x = eE_{1x} d_1$,

$$\Omega_y = eE_{1y} d_2, \quad \sin \kappa_{k_{nm}}^{\pm} = \frac{\nu}{\sqrt{\nu^2 + (m\Omega_x \pm n\Omega_y + k\omega)^2}},$$

$$A_{nm} = \Delta_0 \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\cos(y) \sin(x) \sin(mx) \cos(ny) dx dy}{\sqrt{\Delta_0^2 + \Delta_1^2 (1 - \cos(x)) + \Delta_2^2 (1 - \cos(y))}},$$

$$C_{nm} = \frac{1}{C} \int \int \cos(mx) \cos(ny) \exp\left(-\sqrt{\Delta_0^2 + \Delta_1^2 (1 - \cos(x)) + \Delta_2^2 (1 - \cos(y))} / k_B T\right) dx dy,$$

$$C = \int \int_{-\pi}^{\pi} \exp\left(-\sqrt{\Delta_0^2 + \Delta_1^2 (1 - \cos(x)) + \Delta_2^2 (1 - \cos(y))} / k_B T\right) dx dy.$$

Вычисление плотности тока проведено с использованием решения кинетического уравнения Больцмана с модельным интегралом столкновений в приближении постоянного времени релаксации.

Из анализа формулы (2) можно увидеть, что вследствие неаддитивности энергетического спектра 2D ГСР, постоянная составляющая плотности тока, текущего вдоль оси x , зависит не только от полей, ориентированных вдоль этой оси (продольных), но и от полей, ориентированных перпендикулярно (поперечных).

Для численного расчета также, как и в [14] выбрана симметричная 2D ГСР ($d_1 = d_2 = d = 2 \cdot 10^{-6}$ см).

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Приведем один из примеров исследования плотности тока в 2D ГСР. Выберем направление вектора напряженности постоянного электрического поля вдоль одной из осей СР, для определенности вдоль оси x . Частота и амплитуда переменного электрического поля постоянны, а направление вектора поляризации этого поля задается углом φ относительно оси x . Зависимость плотности тока от угла поворота φ вектора поляризации переменного электрического поля, при фиксированных значе-

ниях параметров внешних электрических полей показана на рис. 1. Максимального значения плотность тока достигает, когда переменное поле поляризовано перпендикулярно оси 2D ГСР. С увеличением напряженности поля плотность тока, протекающего вдоль оси x , уменьшается. При сильных полях также можно наблюдать на графике смену знака тока, протекающего в продольном направлении (рис. 1а и 1б), эффект абсолютной отрицательной проводимости [15]. Для значения угла $\varphi = \pi/2$ ярко прослеживается возможность управления проводимостью поперечными полями. Результаты данного исследования могут быть использованы для детектирования электромагнитного излучения, если, поворачивая образец с 2D ГСР, находящийся под воздействием постоянного электрического поля, измерять угол поворота и величину электрического тока.

Следующей частью исследования являлось определение параметров внешних электрических полей, при которых будет наиболее эффективно изменяться плотность тока. В этом случае будем варьировать продольные и поперечные по отношению к исследуемому направлению тока компоненты электрических полей. На первом этапе численно определили диапазон возможных значений плотности тока (максимальное и мини-

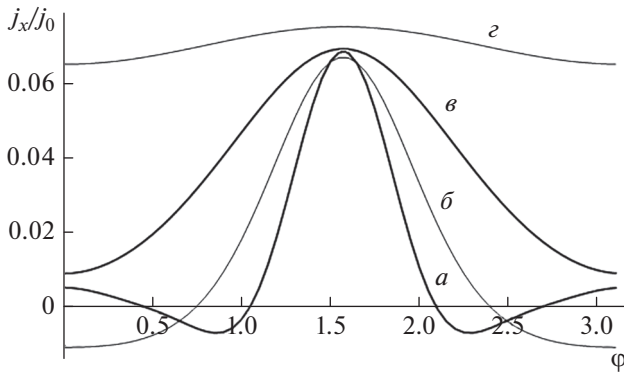


Рис. 1. Зависимость плотности тока от угла поворота φ переменного поля, когда $\Omega_x/v = 1.0$, $\omega/v = 2.0$: $\alpha = 7$ (а), 5 (б), 3 (в), 1 (г).

мальное значение) при фиксированной частоте и при изменении остальных параметров полей.

Обнаружено, что наибольший размах между возможными значениями тока наблюдается при равенстве нулю поперечной составляющей постоянного поля ($E_{1y} = 0$), когда анализируется зависимость от этой характеристики. Далее проводился численный анализ зависимости плотности тока от поперечной составляющей переменного поля при фиксированной частоте ω и $E_{1y} = 0$. Результат такого расчета приведен на рис. 2. Здесь наблюдается уменьшение диапазона изменения значений плотности тока при увеличении продольной составляющей постоянного электрического поля. Аналогичные результаты получены при построении зависимости плотности тока от поперечной составляющей переменного поля при прочих равных условиях.

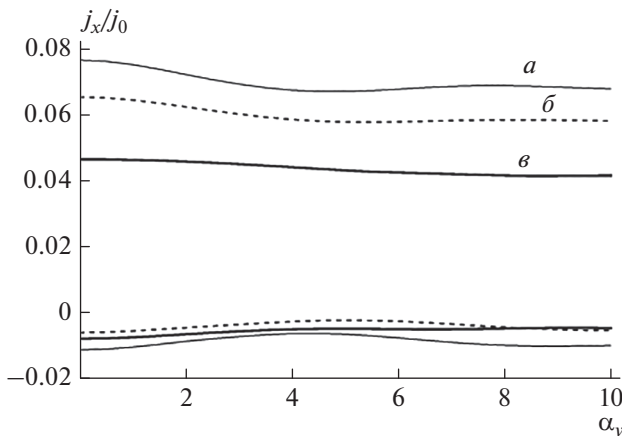


Рис. 2. Зависимость максимумов и минимумов плотности тока от поперечного переменного электрического поля при $\omega/v = 2.0$, $\Omega_y/v = 0$: $\Omega_x/v = 1.0$ (а), 2.0 (б), 3.0 (в).

На следующем этапе было определено (рис. 3), что наибольший размах максимумов и минимумов плотности тока, проявляется при равных значениях продольной E_{1x} и поперечной E_{1y} составляющих переменного электрического поля, если анализируется зависимость плотности тока от E_{1y} . При исследовании зависимости от поперечной составляющей постоянного электрического поля E_{0y} , при равенстве $E_{0x} = E_{0y}$, выявлено, что размах минимален. При увеличении частоты этот эффект становится менее выраженным.

Предложенная в работе методика численного определения диапазона значений плотности тока интересна тем, что, варьируя сразу несколько параметров, можно выяснить, в каких границах может изменяться исследуемая величина.

В рассматриваемом в работе частном случае энергетический спектр обладает слабой неаддитивностью, что и проявляется в слабой зависимости плотности тока от поперечного электрического поля. Отметим, что при уменьшении периода 2D ГСР возможность управления проводимостью поперечными электрическими полями увеличивается, поскольку с уменьшением периода увеличивается неаддитивность энергетического спектра [13].

Приведем оценку параметров рассматриваемой системы в связи с использованными моделями и приближениями. В работе пренебрегалось межминизонными переходами, выбрано одноминизонное приближение, что соответствует выполнению условий: $\hbar\omega \ll \epsilon_g$, ϵ_{g12} ($\omega \ll 1.2 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$), $k_b T \ll \epsilon_g$, ϵ_{g12} ($T \ll 10^3 \text{ K}$). При расчете плотности тока использован квазиклассический подход, приводящий к условиям на параметры полей: $\omega < 10^{13} \text{ c}^{-1}$; $edE_0/\hbar v$, $edE_1/\hbar v \ll 1.2 \cdot 10^3$. Для численных расчетов использованы следующие пара-

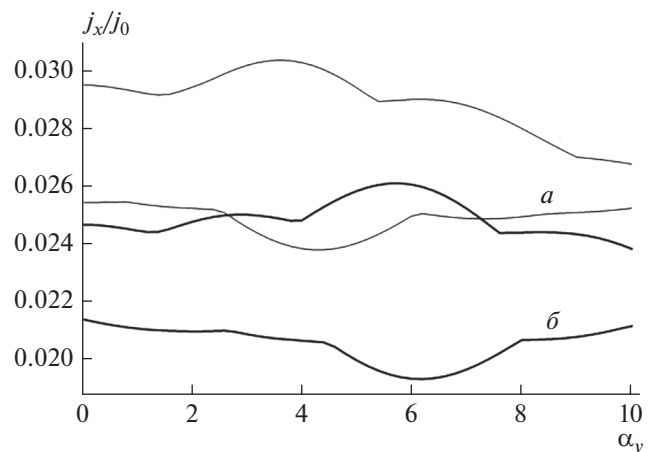


Рис. 3. Зависимость максимумов и минимумов плотности тока от поперечного переменного электрического поля при $\omega/v = 2.0$, $\Omega_y/v = 0$: $\Omega_x/v = 3.0$, $\alpha_x = 4$ (а); $\Omega_x/v = 5.0$, $\alpha_x = 6$ (б).

метры: $n = 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\tau = v^{-1} \approx 10^{-11} \text{ с}$, $T = 70 \text{ К}$. Численная оценка величины поля E при $edE/\hbar v = 1$ составляет 33 В/см.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Неаддитивность энергетического спектра структур на основе графена, и, в частности, 2D ГСР, приводит к существенному отличию кинетических явлений в таких электронных системах от структур с аддитивным спектром. По сравнению со шелевым графеном [4], энергетический спектр 2D ГСР обладает более слабой неаддитивностью и значительно меньшей шириной зон (минизон) проводимости, что и определяет ее отклик на внешние электрические поля. Использование квазиклассического подхода для нахождения плотности тока в условиях воздействия произвольно поляризованных статического и переменного электрических полей позволяет получить аналитическую зависимость плотности тока от параметров полей. Проведено исследование зависимости плотности тока от параметров поперечно ориентированных электрических полей. Определены соотношения между параметрами приложенных полей, при которых наблюдается существенное различие между возможными значениями плотности тока, и, соответственно, управление проводимостью наиболее эффективно. Выявленные зависимости могут быть использованы для управления проводимостью в двумерных графеновых сверхрешетках и в устройствах детектирования электромагнитного излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Завьялов Д.В., Конченков В.И., Крючков С.В. // ФТП. 2009. Т. 51. № 10. С. 2033; *Zav'yalov D.V., Konchenkov V.I., Kryuchkov S.V.* // Phys. Solid State. 2009. V. 51. P. 2157.
2. Завьялов Д.В., Конченков В.И., Крючков С.В. // ФТП. 2012. Т. 46. № 1. С. 113; *Zav'yalov D.V., Konchenkov V.I., Kryuchkov S.V.* // Semiconductors. 2012. V. 46. P. 109.
3. Крючков С.В., Кухарь Е.И. // ФТП. 2016. Т. 50. № 2. С. 218; *Kryuchkov S.V., Kukhar' E.I.* // Semiconductors. 2016. V. 50. P. 217.
4. Глазов С.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 1. С. 19; *Glazov S.Yu.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 1. P. 12.
5. Крючков С.В., Кухарь Е.И., Яковенко В.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 12. С. 1759; *Kryuchkov S.V., Kukhar' E.I., Yakovenko V.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. No. 12. P. 1679.
6. Крючков С.В., Кухарь Е.И. // ФТП. 2012. Т. 46. № 5. С. 684; *Kryuchkov S.V., Kukhar' E.I.* // Semiconductors. 2012. V. 46. No. 5. P. 666.
7. Кухарь Е.И., Крючков, С.В., Ионкина Е.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 12. С. 218; *Kukhar E.I., Kryuchkov S.V., Ionkina E.S.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 1. P. 47.
8. Forsythe C., Zhou X., Watanabe K. et al. // Nature Nanotechnol. 2018. V. 13. P. 566.
9. Zhang Y., Kim Y., Gilbert M.J. et al. // NPJ 2D Mat. Appl. 2018. V. 2. P. 31.
10. Kryuchkov S.V., Popov C.A. // J. Nano-Electron. Phys. 2017. V. 9. No. 2. P. 02013.
11. Kryuchkov S.V., Popov C.A. // Proc. 2017 IEEE 7th Int. Conf. Nanomat. Appl. Prop. (Odessa, 2017). Art. No. 03CBN09.
12. Бадикова П.В., Глазов С.Ю., Сыродоев Г.А. // ФТП. 2019. Т. 53. № 7. С. 927; *Badikova P.V., Glazov S.Yu., Syrodov G.A.* // Semiconductors. 2019. V. 53. No. 7. P. 911.
13. Глазов С.Ю., Сыродоев Г.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 1. С. 128; *Glazov S.Yu., Syrodov G.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 1. P. 98.
14. Бадикова П.В., Глазов С.Ю., Сыродоев Г.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 1. С. 38; *Badikova P.V., Glazov S.Yu., Syrodov G.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 1. P. 30.
15. Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. Высококачественные свойства полупроводников со сверхрешетками. М.: Наука, 1989.

Two-dimensional graphene superlattice conductivity control by transverse electric fields

S. Yu. Glazov^{a, b, *}, N. E. Mescheryakova^b, I. A. Podgornaya^{a, b}

^aVolgograd State Socio-Pedagogical University, Volgograd, 400005 Russia

^bVolgograd State Medical University, Volgograd, 400131 Russia

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

The possibility of controlling the conductivity of a graphene superlattice by transverse constant and alternating electric fields due to the nonadditivity of its energy spectrum is investigated. A technique is proposed for identifying the parameter areas of the applied fields in which conductivity control is most effective.