

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.1.8>

УДК: УДК 538.9

ОСОБЕННОСТИ ПРОВОДИМОСТИ ДВУМЕРНОЙ ГРАФЕНОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ В КВАЗИКЛАССИЧЕСКИ СИЛЬНЫХ ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ С УЧЕТОМ ИОНИЗАЦИИ ПРИМЕСИ

С.Ю. Глазов¹, И.А. Подгорная^{1,2}

¹Волгоградский государственный социально-педагогический университет,
400005, г. Волгоград, проспект им. В.И. Ленина, 27

²Волгоградский государственный медицинский университет,
400066, г. Волгоград, площадь Павших Борцов, 1

Статья поступила в редакцию 22 октября 2024 г.

Аннотация. Целью данной работы является теоретическое исследование особенностей проводимости двумерной сверхрешетки на основе графена в квазиклассически сильных постоянном и переменном электрических полях с учетом ионизации примесных центров в рамках квазиклассического подхода. Обнаружено различие между направлением вектора плотности тока и вектором напряженности постоянного электрического поля в сильных электрических полях (эффект Сасаки-Шибуйя). Изучена зависимость угла φ между этими векторами от угла поворота вектора напряженности постоянного электрического поля. Рассмотрено, как меняется φ , если на структуру дополнительно действует переменное электрическое поле.

Ключевые слова: двумерная графеновая сверхрешетка, плотность тока, эффект Сасаки-Шибуйя, ионизация примесей.

Автор для переписки: Глазов Сергей Юрьевич, ser-glazov@yandex.ru

Введение

В последнее время внимание исследователей сосредотачивается на изучении графена и структур на его основе [1], в частности, большой интерес представляют графеновые сверхрешетки (ГСР). Ряд работ посвящен изучению свойств двумерных (2D) ГСР. Так, в [2] предлагается способ изготовления ГСР путем модулирования сверхрешеточного потенциала подложкой с периодическими наноотверстиями. В работе [3] исследуется 2D ГСР, которую получают осаждением графена на подложку из металлических наночастиц. В [4] предложена модель 2D ГСР на основе графена, образующаяся за счет периодической модуляции запрещенной зоны. Такая модуляция возможна в графене, осажденном на подложку из чередующихся в шахматном порядке квадратных областей различных материалов, например, SiO_2 и SiC . Работа [4] является развитием идеи получения одномерной ГСР, предложенной ранее в [5], на двумерный случай. В [4,6] исследуется влияние внешних электрических полей на транспортные свойства 2D ГСР. В отличие от работ [4,6] в настоящей работе используется методика, которая ранее применялась для изучения щелевого графена [7], позволяющая с достаточной точностью описывать проводимость ГСР в широком диапазоне параметров с одновременным учетом ионизации примесных центров. В [8] исследована возможность управления проводимостью 2D ГСР поперечными постоянным и переменным электрическими полями, обусловленная неаддитивностью ее энергетического спектра, в [9] исследована зависимость амплитуд высших гармоник плотности тока в 2D ГСР от характеристик, приложенных к системе постоянного и переменного электрических полей, с учетом ионизации примесных центров.

Присутствие примесей может сильно повлиять на электрические свойства графеновых структур, поскольку наличие примесных уровней в запрещенной зоне, с которых электроны могут переходить в зону проводимости, например, под воздействием внешних электрических полей, приводит к увеличению концентрации носителей заряда в зоне проводимости. Особенно актуальной такая ситуация представляется в сильных электрических полях, которые могут

приводить к существенной модификации примесных состояний и тем самым динамически изменять концентрацию носителей в зоне проводимости. В [10] изучено одновременное влияние постоянного и переменного квазиклассически сильных электрических полей на ионизацию примесей в 2D ГСР, выявлена анизотропия коэффициента поглощения электромагнитной волны при разной ориентации вектора напряженности постоянного и вектора поляризации переменного электрических полей.

В предлагаемой работе исследована постоянная составляющая плотности тока в 2D ГСР на подложке из периодически чередующихся областей бесщелевого и щелевого графена под действием внешних электрических полей с учетом ионизации примесей при различной ориентации векторов напряженности постоянного и переменного электрических полей.

1. Основные уравнения

Энергетический спектр электронов в 2D ГСР в одноминизонном приближении выбран в виде [4]:

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

где p_x, p_y – компоненты квазиимпульса \mathbf{p} электрона, $d_i = a_i + b_i$ – период 2D ГСР, a_i и b_i – ширины полосок бесщелевой и щелевой модификации графена соответственно ($i = 1, 2$), здесь и далее $\hbar = 1$.

Как можно увидеть из формулы (1), полная энергия носителей заряда не может быть представлена алгебраической суммой ее компонент по двум взаимно перпендикулярным направлениям. Это означает, что энергетический спектр 2D ГСР является неаддитивным. Спектр (1) использовался для описания носителей в ГСР [11,12], но известен еще раньше в теории узкозонных полупроводников и квантовых полупроводниковых сверхрешеток [7]. Неаддитивность энергетического спектра 2D ГСР в свою очередь приводит к взаимозависимости движений носителей заряда вдоль перпендикулярных

друг другу направлений, что дает дополнительную возможность управления проводимостью графеновой сверхрешетки постоянными и переменными электрическими полями, приложенными перпендикулярно оси 2D ГСР [9,11,13,14].

Приложим в плоскости 2D ГСР постоянное и переменное электрические поля. $\mathbf{E} = (E_{1x} + E_{0x} \cos \omega t, E_{1y} + E_{0y} \cos \omega t)$ – суммарная напряженность электрического поля, где E_0 и ω – амплитуда и частота переменного электрического поля, $\mathbf{E}_1 = (E_{1x}, E_{1y})$ – вектор напряженности постоянного электрического поля.

Плотность тока \mathbf{j} определяется по формуле:

$$\mathbf{j} = (j_x, j_y) = -e \left(\sum_{\mathbf{p}} v_x(\mathbf{p}) f(\mathbf{p}); \sum_{\mathbf{p}} v_y(\mathbf{p}) f(\mathbf{p}) \right), \quad (2)$$

где e – заряд электрона, $v(\mathbf{p})$ – скорость электрона минизоны, $f(\mathbf{p})$ – неравновесная функция распределения носителей, которая находится с помощью решения кинетического уравнения Больцмана. Для учета влияния ионизации примесей на проводимость 2D ГСР применялось кинетическое уравнение Больцмана с модельным интегралом столкновений Батнагара-Гросса-Крука при учете темпа генерации и рекомбинации [15], позволяющее адекватно учесть ионизацию примесей: $I_{st} = -v(f(\mathbf{p}, t) - n f_0(\mathbf{p}) / n_0)$.

В случае динамического равновесия концентрация носителей в зоне проводимости в присутствии внешних электрических полей равна $n_0 B_{ion}$ и определяется через вероятность ионизации примесей, рассчитанной с использованием метода мнимого времени [16,17].

Для того чтобы найти постоянную составляющую плотности тока, текущего вдоль одной из осей 2D ГСР (для определенности выберем такое направление вдоль оси x), скорость носителей заряда вдоль этой оси $v_x = \partial \varepsilon(\mathbf{p}) / \partial p_x$ раскладываем в двойной ряд Фурье по двум переменным p_x и p_y . После математических преобразований и усреднения по времени определяем постоянную составляющую плотности тока, текущего вдоль оси x :

$$j_x = j_0 B_{ion} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{nm} C_{nm} \sin \varphi_{knm} \cos \varphi_{knm} J_k^2(n\alpha_x + m\alpha_y), \quad (3)$$

где $j_0 = -edn\Delta / 2$, Δ – полуширина запрещённой зоны щелевой модификации графена (для эпитаксиального графена на подложке карбида кремния $\Delta \approx 0.13$ эВ), n – концентрация электронов в зоне проводимости, N – концентрация примесей в графене, $B_{ion} = 1 + (N/n) / (\tau_0 \nu_r / \exp(-2\sigma \text{Im} S) + 1)$, S – классическое действие, набираемое электроном при подбарьерном движении, τ_0 – время начала туннелирования, $\sigma = \Delta / \nu$, ν_r – частота рекомбинации, $J_n(x)$ – функция Бесселя 1-го рода n -го порядка, ν – частота столкновений, $x = p_x d_1$, $y = p_y d_2$, $\Omega_x = eE_{1x} d_1$, $\Omega_y = eE_{1y} d_2$, $\sin \varphi_{knm} = \nu / \sqrt{\nu^2 + (m\Omega_x \pm n\Omega_y + k\omega)^2}$, $\alpha_y = eE_{0y} d_2 / \omega$, $\delta = \Delta / k_B T$, $A_{nm} = \frac{1}{C_{00}} \frac{f_2^2}{2\pi^2} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\sin x \sin nx \cos my dx dy}{\sqrt{f_1^2 + f_2^2(1 - \cos x) + f_3^2(1 - \cos y)}}$, $C_{nm} = \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \cos nx \cos my \exp\left(-\delta \sqrt{f_1^2 + f_2^2(1 - \cos x) + f_3^2(1 - \cos y)}\right) dx dy$, $f_1 = \Delta_0 / \Delta$, $f_2 = \Delta_1 / \Delta$, $f_3 = \Delta_2 / \Delta$ – коэффициенты аппроксимации, которые подбираются численно [9].

Аналогично определяется постоянная составляющая плотность тока вдоль оси y .

2. 2D ГСР под действием постоянного электрического поля

Рассмотрим ситуацию, когда на 2D ГСР действует только постоянное электрическое поле. Изучим, как будет меняться направление вектора плотности тока при повороте вектора напряжённости постоянного электрического поля относительно одной из осей сверхрешетки (оси x). В общем случае в анизотропных нелинейных средах вектор напряженности электрического поля и вектор плотности электрического тока не сонаправлены, за исключением линейного режима, когда выполняется закон Ома, или если поле приложено вдоль высокосимметричных направлений (для квадратной решетки [10], [01], [11]). Этот эффект известен как эффект Сасаки-Шибуйя [18].

Если поворачивать вектор напряжённости постоянного электрического поля на угол θ относительно оси x , вектор плотности тока \mathbf{j} также поворачивается на некоторый угол φ , который определяется по формуле $\varphi = \arctg(j_y/j_x)$. На рис. 1 приведен график зависимости разности между углами θ и φ (угол Сасаки) от угла θ при различных значениях модуля напряженности постоянного электрического поля. Из графика видно, что направление вектора плотности тока не совпадает с направлением поля, кроме случаев $\theta = 0, \pi/4$ и $\pi/2$, то есть вдоль высокосимметричных направлений. Кроме того, в сильных полях с напряжённостью $E_1 = \sqrt{E_{1x}^2 + E_{1y}^2}$ свыше 150 В/см, угол Сасаки равен нулю еще в двух точках, симметричных относительно биссекторного направления. Это связано с неодинаковым разогревом носителей заряда из разных долин в сильных электрических полях и особенностями энергетического спектра 2D ГСР. Максимум угла Сасаки нелинейно зависит от величины модуля напряженности постоянного электрического поля: с ростом значения E_1 максимум угла φ увеличивается и достигается при меньших отклонениях угла θ от осей рассматриваемой сверхрешетки.

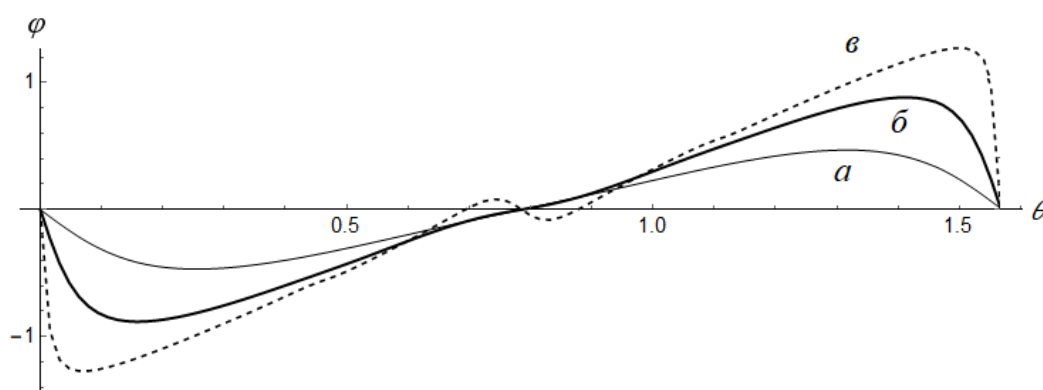


Рис. 1. Зависимость угла Сасаки от угла поворота вектора напряженности постоянного электрического поля:
 а) $E_1 = 2.0$; б) $E_1 = 4.0$; в) $E_1 = 10.0$ (в безразмерных величинах).

Для управления проводимостью 2D ГСР неаддитивность энергетического спектра рассматриваемой структуры является ключевой особенностью. Из анализа формулы (3) 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, но и от полей, поперечно ориентированных. Ранее в работе [12] была исследована возможность управления проводимостью 2D ГСР поперечными постоянными и переменными электрическими полями, обусловленная неаддитивностью ее энергетического спектра и была предложена методика выявления областей параметров приложенных электрических полей, в которых управление проводимостью наиболее эффективно. Однако, для описания неидеальных, примесных структур, необходимо учитывать ионизацию примесных центров.

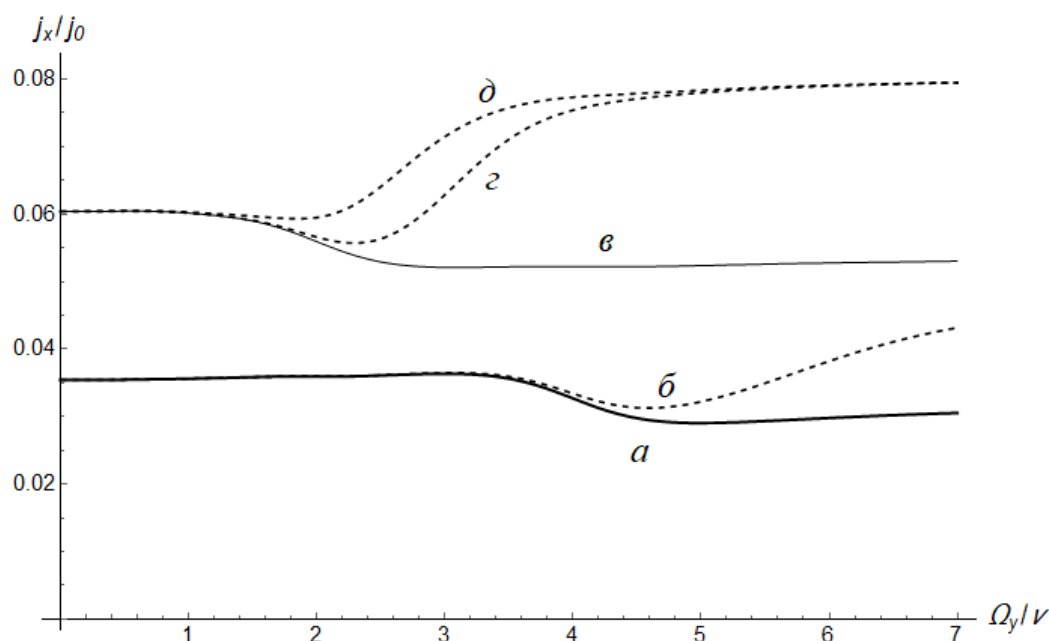


Рис. 2. Зависимость постоянной составляющей плотности тока от напряженности поперечного постоянного электрического поля, ν – глубина залегания примесей: а) $\Omega_x/\nu = 4.0$; б) $\Omega_x/\nu = 4.0$, $\nu = 0.095f_1$; в) $\Omega_x/\nu = 2.0$; г) $\Omega_x/\nu = 2.0$, $\nu = 0.06f_1$; д) $\Omega_x/\nu = 2.0$, $\nu = 0.055f_1$ (пунктирная линия – с учетом ионизации примесей).

Рассмотрим, как зависит постоянная составляющая плотности тока j_x в отсутствие переменного поля от поперечной составляющей постоянного электрического поля. На графиках (рис. 2) наблюдается уменьшение амплитуды плотности тока при увеличении напряженности поперечного постоянного электрического поля E_{1y} , заметна точка перегиба при равенстве $\Omega_x = \Omega_y$, то есть, когда вектор \mathbf{E}_1 направлен под углом $\pi/4$ к оси x 2D ГСР.

Ионизация примесных центров в квазиклассически сильных полях, учет которой проводился методом мнимого времени [11], приводит к росту концентрации носителей заряда в минизоне проводимости и соответственно, к увеличению плотности тока. Меняя уровень залегания примесей ν , можно управлять проводимостью, подбирая параметр ν , например, таким образом, чтобы ионизация примесей повышала плотность тока в момент его снижения (см. рис. 2в, 2г, 2д).

3. 2D ГСР под совместным действием постоянного и переменного поля

Проанализируем, как меняется угол φ (угол Сасаки), если на структуру дополнительно действует переменное поле, приложенное под определенным углом θ_1 .

Если переменное поле приложено вдоль биссекторной оси ($\theta_1 = \pi/4$), угол Сасаки равен нулю, т. е. направление вектора плотности тока \mathbf{j} совпадает с направлением вектора \mathbf{E}_1 (рис. 3в). Однако при других углах θ_1 точка, в которой угол Сасаки принимает значение равное нулю, сдвигается в сторону уменьшения по оси θ (рис. 3б, 3в, 3г). Таким образом, воздействие переменным полем меняет направление вектора плотности тока \mathbf{j} , по сравнению с действием только постоянного электрического поля.

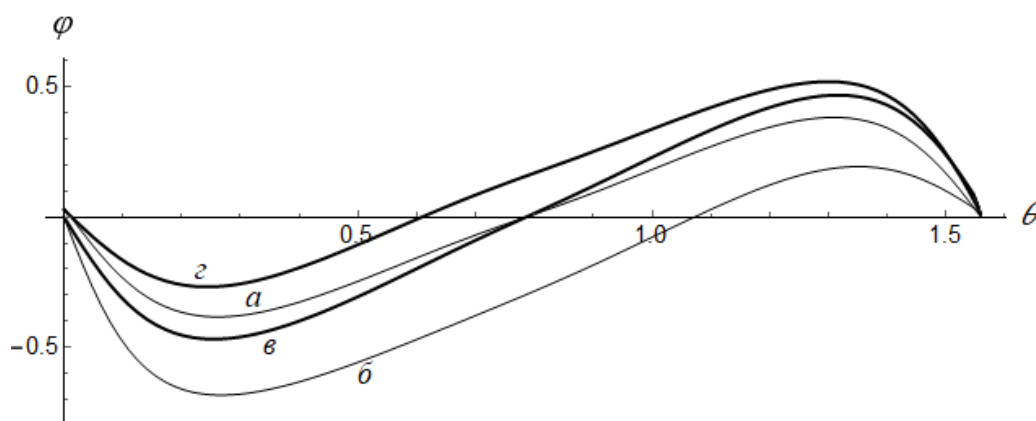


Рис. 3. Зависимость угла Сасаки от угла поворота вектора напряженности постоянного электрического поля $E_1 = 2.0$: а) в отсутствии переменного поля; б) $E_0 = 2.0$, $\theta_1 = 0$; в) $E_0 = 2.0$, $\theta_1 = \pi/4$; г) $E_0 = 2.0$, $\theta_1 = \pi/3$.

Далее рассмотрим, как меняется плотность тока при произвольной ориентации вектора напряженности переменного электрического поля. Пусть вектор напряженности постоянного электрического поля направлен вдоль оси x , частоту и амплитуду переменного электрического поля зафиксируем. На рис. 4. показана зависимость коэффициента B_{ion} , отвечающего за увеличение числа носителей заряда в зоне проводимости, от угла поворота θ_1 вектора поляризации переменного электрического поля относительно оси x .

По графику зависимости, представленном на рис. 4, видно, что с увеличением угла поворота θ до $\pi/2$ коэффициент ионизации примеси уменьшается и достигает минимального значения, если переменное электрическое поле направлено вдоль оси сверхрешетки, т.е. совпадает с направлением вектора напряженности постоянного. Затем, при дальнейшем увеличении угла θ коэффициент ионизации снова растет и максимум ионизации достигается при $\theta = \pi$. Эти результаты объясняются неаддитивностью спектра рассматриваемой структуры: на плотность тока вдоль оси CP оказывает влияние не только продольная, но также и поперечная составляющая. Таким образом, меняя угол поворота вектора поляризации переменного электрического поля при фиксированных значениях частоты и амплитуды этого поля, появляется возможность управления плотностью тока вдоль оси x .

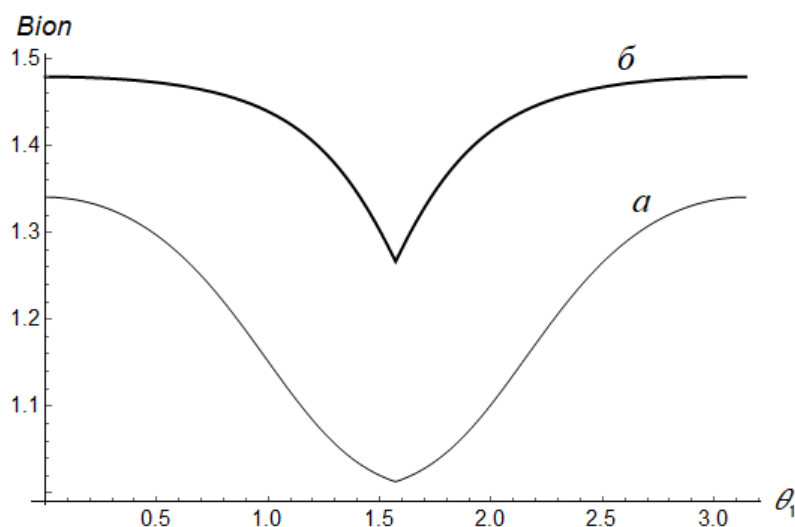


Рис. 4. Зависимость коэффициента B_{ion} от угла поворота θ_1 переменного электрического поля, когда $\Omega_y/\nu = 0.0$, $\Omega_x/\nu = 3.0$, $\omega/\nu = 2.0$: а) $\alpha = 5$; б) $\alpha = 7$.

На рис. 5 показано, что с увеличением амплитуды переменного электрического поля плотность тока, протекающего вдоль оси x , уменьшается. В сильных полях наблюдается эффект абсолютной отрицательной проводимости (рис. 5б). Меняя амплитудное значение напряженности поперечного поля, можно менять знак тока, протекающего в продольном направлении, что позволяет управлять проводимостью 2D ГСР поперечными электрическими полями.

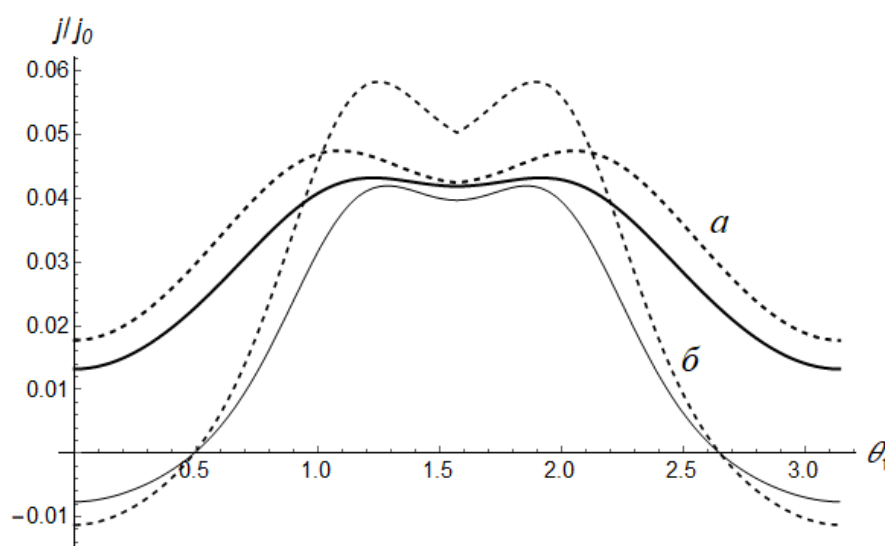


Рис. 5. Зависимость плотности тока от угла поворота θ_1 переменного электрического поля, когда $\Omega_x/\nu = 3.0$, $\omega/\nu = 2.0$: а) $\alpha = 5$; б) $\alpha = 7$ (пунктирная линия – с учетом ионизации примесей, сплошная – без ионизации примесей). Глубина залегания примесей $\nu = 0.1f_1$.

В данной задаче использовалось одноминизонное приближение, поскольку в спектре рассматриваемой структуры имеется запрещённая зона, что соответствует выполнению условий: $k_B T \ll 2\Delta$, $\omega \ll 2\Delta$. Также применялся квазиклассический подход, при котором выбран закон дисперсии носителей, полученный в результате квантовомеханического расчета, а вычисление электрического тока проведено с помощью классического кинетического уравнения. Такой подход правомерен, когда какая-либо характеристика электрического поля удовлетворяет условию ω , eE_0d , $eE_1d \ll \varepsilon_e$ [15]. Это приводит к условиям на параметры: $T \ll 3 \cdot 10^3$ К, $\omega \ll 4 \cdot 10^{13}$ с $^{-1}$, E_0 , $E_1 \ll 10^4$ В·см $^{-1}$. При описании ионизации атомов под действием внешних электрических полей применен

квазиклассический метод мнимого времени. Критерием применимости этого метода является условие $\text{Im}(S) \gg 1$, что накладывает ограничения на параметры приложенных внешних электрических полей.

В представленной работе рассмотрен частный случай квадратной 2D ГСР: $d_1 = d_2 = d = 2 \cdot 10^{-6}$ см, $a_i = b_i$, ($i = 1, 2$). Численный расчет для такой свехрешетки [9] дает коэффициенты аппроксимации $f_1 = 0.4217$, $f_2 = f_3 = 0.3318$, ширину запрещенной зоны между валентной минизоной и минизоной проводимости $\varepsilon_g = 0.8573\Delta$, ширину запрещенной зоны между первой и второй минизонами проводимости $\varepsilon_{g12} = 0.6270\Delta$, ширину первой минизоны проводимости $\varepsilon_e = 0.2111\Delta$. При построении графиков были выбраны следующие параметры системы: $\nu \approx 10^{11}$ с⁻¹, $n \approx 10^{10}$ см⁻², $T \approx 70$ К. Численная оценка величины поля E при $\alpha = eEd / \nu = 1$ составляет 33 В·см⁻¹.

Заключение

В заключении сформулируем основные выводы из проделанной работы:

1) Получено аналитическое выражение для плотности тока в 2D ГСР в условиях воздействия постоянного и переменного электрических полей с учетом ионизации примесей.

2) В условиях воздействия постоянного электрического поля обнаружен пороговый эффект резкого изменения плотности тока, текущего вдоль оси ГСР в зависимости от поперечного электрического поля при условии равенства продольных и поперечных компонент вектора напряженности постоянного электрического поля.

3) Обнаружено отклонение вектора плотности тока от направления вектора напряженности постоянного электрического поля. Исследовано поведение угла отклонения, когда 2D ГСР находится под совместным действием постоянного и переменного поля.

4) Показана возможность изменения зависимости плотности тока от приложенных постоянного и переменного электрических полей путем

модификации 2D ГСР примесями с определенной концентрацией и глубиной залегания.

Выявленные зависимости могут быть использованы для управления проводимостью примесных двумерных графеновых сверхрешеток, в устройствах генерации и детектирования электромагнитного излучения.

Литература

1. Сорокин П.Б., Чернозатонский Л.А. Полупроводниковые наноструктуры на основе графена // Успехи физических наук. – 2013. – Т. 183. – №. 2. – С. 113-132.
2. Forsythe C. et al. Band structure engineering of 2D materials using patterned dielectric superlattices // Nature nanotechnology. – 2018. – Т. 13. – №. 7. – P. 566-571.
3. Zhang Y. et al. Electronic transport in a two-dimensional superlattice engineered via self-assembled nanostructures // npj 2D Materials and Applications. – 2018. – Т. 2. – №. 1. – С. 31.
4. Kryuchkov S.V., Popov C.A. Two-dimensional graphene superlattice: energy spectrum and current-Voltage characteristics // Journal of Nano- and Electronic Physics. – 2017. – Vol. 9, No. 2. – P. 02013.
5. Ратников П.В. Сверхрешетка на основе графена на полосчатой подложке // Письма в ЖЭТФ. – 2009. – Т. 90. – № 6. – С. 515-520.
6. Kryuchkov S.V., Popov C.A. Transport properties of the two-dimensional graphene superlattice effect of the constant and alternating electric field // 2017 IEEE 7th International Conference Nanomaterials: Application & Properties (NAP). – IEEE, 2017. – С. 03CBN09-1-03CBN09-5.
7. Крючков С.В., Сыродоев Г.А. Эффект Франца-Келдыша в узкозонных полупроводниках в сильном переменном поле // Известия вузов. Радиофизика. – 1990. – Т. 33. – № 6. – С. 762-764.

8. Глазов С.Ю., Мещерякова Н.Е., Подгорная И.А. Управление проводимостью двумерной графеновой сверхрешетки поперечными электрическими полями // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2023. – Т. 87. – №. 1. – С. 34-37.
9. Бадикова П.В., Глазов С.Ю., Сыродоев Г.А. Высшие гармоники плотности тока в двумерной сверхрешетке на основе графена в условиях воздействия внешних электрических полей с учетом ионизации примеси // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2020. – Т. 84. – №. 1. – С. 38-42.
10. Бадикова П.В., Глазов С.Ю., Сыродоев Г.А. Особенности ионизации примесей в квазиклассически сильных постоянном и переменном электрических полях в двумерной сверхрешетке на основе графена // Физика и техника полупроводников. – 2019. – Т. 53. – №. 7. – С. 927-934
11. Завьялов Д.В., Конченков В.И., Крючков С.В. Выпрямление поперечного тока в сверхрешетке на основе графена // Физика и техника полупроводников. – 2012. – Т. 46. – №. 1. – С. 113-120.
12. Глазов С.Ю., Мещерякова Н.Е. Генерация высших гармоник в сверхрешетке на основе графена в присутствии постоянного электрического поля // Наносистемы: физика, химия, математика. – 2012. – Т. 3. – №. 1. – С. 64-70.
13. Крючков С.В., Кухарь Е.И. Влияние поперечного электрического поля на продольную вольт-амперную характеристику графеновой сверхрешетки // Физика и техника полупроводников. – 2016. – Т. 50. – №. 2. – С. 218-222.
14. Глазов С.Ю. Управление проводимостью графена поперечными статическим и переменным электрическими полями // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2019. – Т. 83. – №. 1. – С. 19-23.
15. Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. – Москва: Наука, 1989. – 288 с.
16. Базь А.И., Зельдович Я.Б. Переломов А.М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике // М.: Наука. – 1971.

17. Попов В.С., Карнаков Б.М., Мур В.Д. Ионизация атомов в электрическом и магнитном полях и метод мнимого времени // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – 1998. – Т. 113. – №. 5. – С. 1579-1605.
18. Зеегер К. Физика полупроводников. – Москва: Мир, 1977. - 615 с.

Для цитирования:

Глазов С.Ю., Подгорная И.А. Особенности проводимости двумерной графеновой сверхрешетки в квазиклассически сильных внешних электрических полях с учетом ионизации примеси. // Журнал радиоэлектроники. – 2025. – №. 1. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.1.8>