

На правах рукописи



Подгорная Иоланта Александровна

**ПРОВОДИМОСТЬ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ УГЛЕРОДНЫХ СТРУКТУР
С ПРИМЕСЯМИ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ**

1.3.5. Физическая электроника

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Волгоград – 2025

Работа выполнена на кафедре высшей математики и физики Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Волгоградский государственный социально-педагогический университет»

Научный руководитель доктор физико-математических наук, доцент,
Глазов Сергей Юрьевич.

Официальные
оппоненты: **Глухова Ольга Евгеньевна,**
доктор физико-математических наук, профессор,
Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Саратовский национальный исследовательский
государственный университет имени
Н.Г. Чернышевского», кафедра радиотехники и
электродинамики, заведующий.

Дюбуа Александр Борисович,
кандидат физико-математических наук, доцент,
Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Рязанский государственный радиотехнический
университет имени В.Ф. Уткина», кафедра высшей
математики, доцент.

Ведущая организация Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Рязанский государственный университет имени
С.А. Есенина», г. Рязань.

Защита состоится «19» декабря 2025 г. в 14.00 на заседании диссертационного совета 24.2.282.03, созданного на базе Волгоградского государственного технического университета по адресу: 400005, г. Волгоград, проспект им. В.И. Ленина, д. 28, ауд. 209.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Волгоградского государственного технического университета и на сайте www.vstu.ru по ссылке <http://vstu.ru/nauka/dissertatsionnye-sovety/obyavleniya-o-zashchitakh>

Автореферат разослан «__» 2025 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета



Кузнецова Надежда Сергеевна.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы исследования. Интенсивное развитие полупроводниковых технологий стимулирует изучение новых физических явлений в полупроводниковых материалах, в первую очередь для создания полупроводниковых устройств нового поколения, в частности высокоскоростной электроники на основе углеродных структур. Эти материалы обладают уникальными электронными свойствами, которые делают их перспективными для применения в высокочастотной электронике, оптоэлектронике и квантовых устройствах. Проводимость низкоразмерных полупроводниковых углеродных структур, таких как графен, углеродные нанотрубки и сверхрешетки на основе графена, является одной из ключевых тем современной наноэлектроники. Электрические свойства полупроводниковых низкоразмерных структур в значительной степени определяются наличием в них примесей. Вследствие этого теоретическое исследование кинетических явлений, происходящих в полупроводниковых структурах на основе графена с примесными центрами в условиях воздействия внешних электрических полей различных конфигураций, представляется актуальным.

В качестве **объектов** исследования выбраны:

- 1) углеродные нанотрубки полупроводникового типа;
- 2) сверхрешетка на основе графена, помещенного на подложку, состоящая из чередующихся в шахматном порядке областей щелевого и бесщелевого графена.

Цель работы заключалась в теоретическом изучении проводимости наноструктур на основе графена с примесями при воздействии сильных электрических полей.

В соответствии с поставленной целью решались следующие **задачи**

1. вычислить вероятность ионизации примесей статическим и переменным электрическими полями в углеродных нанотрубках полупроводникового типа с использованием метода мнимого времени;
2. вычислить постоянную составляющую плотности тока в углеродных нанотрубках полупроводникового типа с учетом ионизации примесных центров;
3. изучить зависимость постоянной составляющей плотности тока в многослойных углеродных нанотрубках полупроводникового типа от характеристик приложенных электрических полей с учетом ионизации примесей;
4. изучить зависимость постоянной составляющей плотности тока в двумерной графеновой сверхрешетке от характеристик приложенных электрических полей с учетом ионизации примесей;
5. изучить взаимосвязь направлений вектора напряженности постоянного электрического поля, вектора поляризации переменного электрического поля и вектора плотности тока в двумерной графеновой сверхрешетке.

Научная новизна проведенного исследования состоит в том, что в ходе проделанной работы впервые были получены и численно проанализированы в рамках квазиклассического приближения:

1. аналитическое выражение с экспоненциальной точностью для вероятности ионизации примесей в углеродных нанотрубках полупроводникового типа, находящихся в постоянном электрическом поле. В случае воздействия переменного электрического поля получены аналитические выражения для вероятности ионизации примесей в предельных случаях;
2. аналитическое выражение для постоянной составляющей плотности тока в углеродных нанотрубках полупроводникового типа при воздействии постоянного и переменного электрических полей, поляризованных вдоль оси углеродной нанотрубки, с учетом ионизации примесных центров;

3. аналитическое выражение для постоянной составляющей плотности тока в двумерной графеновой сверхрешетке при воздействии постоянного и переменного электрических полей с учетом ионизации примесных центров;
4. аналитическое выражение для угла отклонения постоянной составляющей вектора плотности тока от направления вектора напряженности постоянного электрического поля в двумерной графеновой сверхрешетке в условиях воздействия постоянного и переменного электрических полей.

Методология и методы исследования. В данной работе результаты были получены на основе решения кинетического уравнения Больцмана (в приближении постоянного времени релаксации и с модельным интегралом столкновений Батнагара-Гросса-Крука при учете темпа генерации и рекомбинации), квазиклассического подхода, метода мнимого времени и методов компьютерного моделирования.

Теоретическая и практическая ценность результатов исследования состоит в том, что полученные выводы вносят вклад в современную теорию проводимости углеродных нанотрубок и сверхрешеток на основе графена. Основные положения исследования могут служить основой для дальнейших разработок в данной области. Выявленные зависимости могут быть использованы как в устройствах детектирования электромагнитного излучения, так и для уточнения глубины залегания примесных центров в структурах на основе графена, а также для управления проводимостью в таких структурах.

На защиту выносятся следующие положения:

1. При увеличении радиуса углеродной нанотрубки полупроводникового типа при одинаковой глубине залегания примесных центров и параметров приложенных полей возрастает вероятность ионизации примесей.
2. Сравнительный анализ экспериментальных и теоретических зависимостей силы тока от характеристик внешних статического и переменного электрических полей позволяет определить параметры углеродных нанотрубок полупроводникового типа.
3. В двумерной квадратной графеновой сверхрешетке, находящейся под совместным воздействием постоянного и переменного электрических полей, при равенстве продольной и поперечной составляющей переменного электрического поля и фиксированной частоте наблюдается наибольшее различие между возможными значениями плотности тока.
4. Векторы напряженности сильного постоянного электрического поля и плотности тока в двумерной квадратной графеновой сверхрешетке совпадают при ориентации поля вдоль осей сверхрешетки, вдоль биссекторного направления и в еще двух направлениях, симметричных относительно биссекторного.

Достоверность результатов исследования обеспечивалась выбором адекватных физических моделей, а также использованием в работе современных, хорошо апробированных методов компьютерного моделирования и теоретической физики; строгим соблюдением пределов применимости используемых подходов, моделей и приближений; непротиворечивостью выводов исследования основным физическим закономерностям, а также предельным переходом обобщающих результатов к ранее известным результатам.

Апробация результатов. Результаты работы докладывались и обсуждались на Всероссийской школе-семинаре «Волновые явления: физика и применения» (г. Москва, 2021, 2022, 2024 гг.), XXVI Международном симпозиуме «Нанозлектроника» (г. Нижний Новгород, 2022 г.), XVII Всероссийской молодежной научно-инновационной школе «Математика и математическое моделирование» (г. Саров,

2023 г.), Международной научной конференции «Актуальные вопросы математики и физики» ФГБОУ ВО «ВГСПУ» (г. Волгоград, 2024, 2025 гг.), Международной математической конференции «Современные математические модели в энергетике» (г. Обнинск, 2024 г.), XV Международной научно-технической конференции «Информатика, управляющие системы, математическое и компьютерное моделирование (ИУСМКМ-2024)» (г. Донецк, 2024.), XVII Международной научной конференции «Дифференциальные уравнения и их приложения в математическом моделировании» (г. Саранск, 29-31 июля 2025 г.).

Публикации. По результатам диссертационного исследования опубликовано 13 работ, в том числе 3 статьи в изданиях из списков Scopus / RSCI, а также 2 статьи в научных журналах из списка ВАК Минобрнауки: «Известия РАН: Серия Физическая», «Ученые записки физического факультета Московского университета», «Журнал радиоэлектроники».

Личный вклад автора. Основные положения диссертации опубликованы в соавторстве с научным руководителем, доктором физико-математических наук, доцентом Глазовым С.Ю. Постановка задач и выбор направления и методов исследований осуществлялась автором совместно с научным руководителем. Автор принимал активное участие в проведении теоретических и численных расчетов, обработке результатов компьютерного моделирования, проработке и анализе литературы по теме диссертации, написании статей.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка цитируемой литературы. Общий объем составляет 114 страниц, включая 40 рисунков и графиков. Список литературы содержит 145 наименований цитируемых работ отечественных и зарубежных авторов.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обоснована актуальность исследования; указаны цель, задачи, научная новизна, теоретическая и практическая значимость диссертационного исследования; сформулированы основные положения, выносимые на защиту.

В **первой главе** приведен аналитический обзор научной литературы, посвященной исследованию различных полупроводниковых структур на основе графена. Рассмотрен квазиклассический подход к теоретическому изучению проводимости полупроводниковых графеновых структур, содержащих примеси, с использованием метода мнимого времени.

Во **второй главе** приведены результаты исследования проводимости примесных углеродных нанотрубок (УНТ) полупроводникового типа от параметров приложенных электрических полей.

В параграфе 2.1 изучено одновременное влияние постоянного и переменного квазиклассически сильных электрических полей на ионизацию примесных центров в однослойных УНТ полупроводникового типа. Закон дисперсии, описывающий свойства УНТ типа zigzag ($m, 0$), имеет вид [1]

$$\varepsilon = \gamma \sqrt{1 + 4 \cos y (\cos x + \cos y)}, \quad (1)$$

где $\gamma \approx 2.7$ эВ – интеграл перескока электронов между соседними узлами кристаллической решетки, $x = p_x a / \hbar$, $y = \pi s / m$, $s = 1, 2 \dots m$, m – индекс хиральности, $a = 3b/2$, $b = 0.142$ нм – расстояние между соседними атомами углерода в графене, p_x – компонента квазиимпульса электрона вдоль оси УНТ.

Процесс перехода электрона с примесного уровня в зону проводимости

представляет собой туннелирование электрона через потенциальный барьер и может носить квазиклассический характер. При этом вероятность перехода (ионизации) с точностью до предэкспоненциального множителя P описывается выражением вида

$$W = P \exp(-2\text{Im}(S)/\hbar), \quad (2)$$

где S – классическое действие, которое набирает частица при подбарьерном

движении, определяемое формулой $S = \int_0^{t_0} [\varepsilon(\mathbf{p}) - V] dt$, $\mathbf{p}$ – импульс электрона,

определяемый из классического уравнения движения, t_0 – время начала туннелирования, V – энергия залегания примеси. Предполагаем, что примеси находятся в УНТ на заданной глубине v . На рисунке 1 уровень энергии примеси обозначен штриховой линией. Начало отсчёта энергии выбираем посередине запрещённой зоны (Δ – полуширина запрещённой зоны).

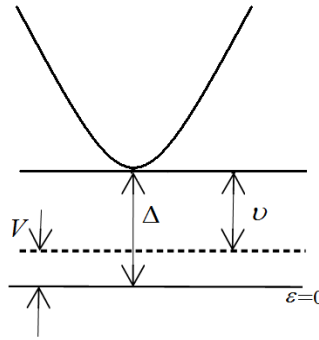


Рисунок 1 – Энергетическая диаграмма примеси

Электрические поля $\mathbf{E} = \{E_1 + E_0 \cos \omega t, 0\}$ поляризованы вдоль оси УНТ. Характеристики электрических полей выбираются такие, чтобы выполнялось условие применимости квазиклассического метода $\text{Im}(S) \gg \hbar$.

Для нахождения $\varepsilon(\mathbf{p})$ использовали классическое уравнение движения с начальным условием $p_x(0) = p_{0x}$, $s(0) = s_0$, что соответствует попаданию электрона в зону проводимости в состоянии с минимальной энергией. Мнимая часть действия определяется следующим выражением:

$$\text{Im} S = \hbar \int_0^{\tilde{\tau}_0} \left\{ \sqrt{1 + 4ch \left(F_1 t + \frac{F_0}{w} sh(wt) \right) \cos x_0 \cos y_0 + 4 \cos^2 y_0 + (\tilde{v} - \tilde{\Delta})} \right\} dt, \quad (3)$$

где $\tilde{\Delta} = \Delta/\gamma$, $\tilde{v} = v/\gamma$, $w = \hbar\omega/\gamma$, $\tau_0 = it_0$, $\tilde{\tau}_0 = \gamma\tau_0/\hbar$, $F_1 = aeE_1/\gamma$, $F_0 = aeE_0/\gamma$.

Полученный интеграл не выражается через элементарные функции, поэтому берется численно. Для некоторых частных случаев получены аналитические результаты.

Для случая действия только постоянного электрического поля $\mathbf{E} = \{E_1, 0\}$, ориентированного вдоль оси нанотрубки, мнимая часть действия имеет вид:

$$\text{Im} S = \frac{\hbar}{F_1} \left\{ 2\delta \left[-E(\arctg(\xi); 1-k) + F(\arctg(\xi); 1-k) + \xi \sqrt{\frac{1+k\xi^2}{1+\xi^2}} \right] + (\tilde{v} - \tilde{\Delta})\beta \right\}, \quad (4)$$

где $\xi = sh(\beta/2)$, $\beta = \text{arch} \left\{ \frac{(\tilde{\Delta} - \tilde{v})^2 - 1 - 4 \cos^2(y_0)}{4 \cos(x_0) \cos(y_0)} \right\}$, $F(x, k)$ и $E(x, k)$ – эллиптические интегралы I и II рода соответственно.

В случае действия только переменного электрического поля $\mathbf{E} = \{E_0 \cos \omega t, 0\}$ поляризованного вдоль оси нанотрубки, выражение для мнимой части действия имеет вид:

$$\text{Im } S = \hbar \int_0^{\tilde{\tau}_0} \sqrt{1 + 4 \cos x_0 \cos y_0 \text{ch} \left(\frac{F_0}{w} \text{sh}(wt) \right) + 4 \cos^2 y_0} dt + (\tilde{v} - \tilde{\Delta}) \tilde{\tau}_0. \quad (5)$$

Интеграл в (5) не выражается в элементарных функциях, поэтому аналитические выражения получены в некоторых частных случаях.

В случае $F_0/w \ll 1$, ограничившись первым членом разложения гиперболического косинуса в ряд Тейлора, после преобразования и выделения мнимой части действия, имеем

$$\text{Im } S = \frac{\hbar}{w} \left\{ \delta \left[-E(\text{arctg}(\zeta), 1 - k') + F(\text{arctg}(\zeta), 1 - k') + \xi \sqrt{\frac{1 + k' \zeta^2}{1 + \zeta^2}} \right] + (\tilde{v} - \tilde{\Delta}) \text{arsh} \left(\frac{w\beta}{F_0} \right) \right\}, \quad (6)$$

где $\zeta = w\beta / F_0$, $\delta = \sqrt{1 + 4 \cos(y_0)(\cos(x_0) + \cos(y_0))}$, $k' = 2 \cos x_0 \cos y_0 (F_0/w)^2 / \delta^2$.

В противоположном предельном случае $F_0/w \gg 1$, выражение для мнимой части действия имеет вид:

$$\text{Im } S = \frac{\hbar}{w} \text{arsh} \left(\frac{w\beta}{F_0} \right) \left\{ \frac{2\delta}{\beta} \left[-E(\text{arctg}(\xi), 1 - k) + F(\text{arctg}(\xi), 1 - k) + \xi \sqrt{\frac{1 + k\xi^2}{1 + \xi^2}} \right] + (\tilde{v} - \tilde{\Delta}) \right\}. \quad (7)$$

На рисунках 2, 3 приведены характерные зависимости мнимой части действия от параметров электрических полей в безразмерных единицах для УНТ типа zigzag (13,0) и (14,0), рассчитанные по формуле (3).

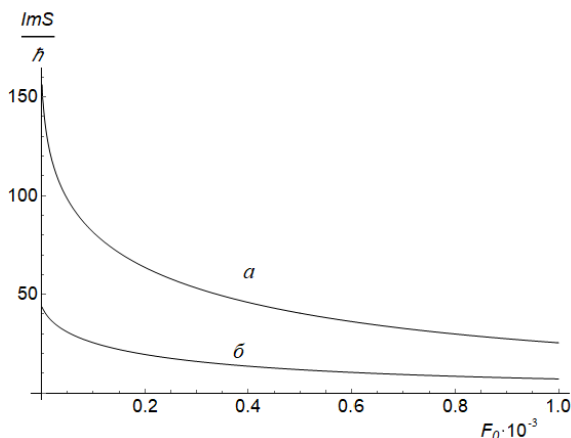


Рисунок 2 – Зависимость мнимой части действия S от амплитуды переменного электрического поля при $F_1 = 0.0002$, $w = 0.005$: а) $m = 13$; б) $m = 14$

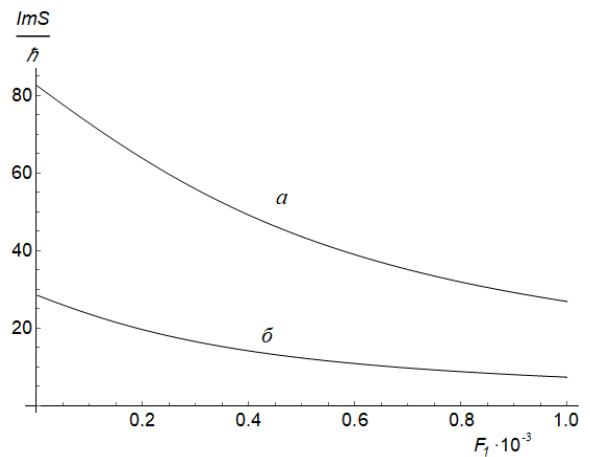


Рисунок 3 – Зависимость мнимой части действия S от напряженности постоянного электрического поля при $F_0 = 0.0002$, $w = 0.005$: а) $m = 13$; б) $m = 14$

С ростом частоты, амплитуды переменного и напряженности постоянного электрического поля вероятность ионизации примесей в УНТ увеличивается. Увеличение числа подзон соответствует увеличению радиуса нанотрубки. Таким образом, при увеличении радиуса УНТ мнимая часть действия уменьшается, при этом вероятность ионизации возрастает. Также при увеличении радиуса УНТ уменьшается запрещенная зона и уменьшается ширина разрешенных подзон.

Численные оценки параметров, используемых при построении графиков на рис.2 и рис.3: значения безразмерных напряженностей $F_{0,1} = 10^{-3}$ соответствуют $E_{0,1} \approx 10^5 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}$, а безразмерной частоте $w = 0.01$ соответствует $\omega \approx 4 \cdot 10^{13} \text{ Гц}$. Для УНТ типа zigzag (13,0) для подзон $s = 4$ и $s = 9$ ширина подзоны проводимости и полуширина запрещенной зоны соответственно равны $\Delta_e \approx 2.0\gamma = 5.40 \text{ эВ}$ и $\Delta \approx 0.136\gamma = 0.367 \text{ эВ}$. Для УНТ типа zigzag (14,0) для подзон $s = 5$ и $s = 9$ эти значения равны: $\Delta_e \approx 1.74\gamma = 4.70 \text{ эВ}$, $\Delta \approx 0.132\gamma = 0.356 \text{ эВ}$.

В параграфе 2.2 приведены результаты исследования зависимости плотности тока в однослойной УНТ полупроводникового типа от характеристик приложенных статического и переменного электрических полей с учетом ионизации примесных центров.

Плотность тока j_x текущего вдоль оси УНТ определяется по формуле

$$j_x = -e \sum_{\mathbf{p}} v_x(\mathbf{p}) f(\mathbf{p}), \quad (8)$$

где e – заряд электрона, $f(\mathbf{p})$ – неравновесная функция распределения носителей, $\mathbf{p} = (p_x, s)$ – квазиимпульс электрона, $v_x(\mathbf{p})$ – скорость движения электронов вдоль оси нанотрубки. Для нахождения функции распределения носителей использовано классическое уравнение Больцмана с модельным интегралом столкновений Батнагара-Гросса-Крука, позволяющее учесть ионизацию примесей

$$\frac{\partial f(\mathbf{p}, t)}{\partial t} + eE \frac{\partial f(\mathbf{p}, t)}{\partial p} = -(\nu + \nu_r) f(\mathbf{p}, t) + \left(\nu \frac{n}{n_0} + \nu_r \right) f_0(\mathbf{p}) + G(\mathbf{p}), \quad (9)$$

где $G(\mathbf{p}) = (N + n_0 - n) \frac{\exp(-2 \text{Im}(S)/\hbar)}{\text{Im} \tau} \delta(\mathbf{p})$ – член генерации носителей тока, образующихся в единице объема вещества в единицу времени в результате ионизации, n_0 – концентрация электронов в зоне проводимости, N – концентрация примесей в УНТ. Будем считать электронный газ невырожденным, функцию $f_0(\mathbf{p})$ выбираем в больцмановском виде.

Выражение для постоянной составляющей плотности тока с учетом ионизации примесей имеет вид

$$j_x = j_0 B_{ion} \sum_{s=1}^m \sum_{n=1}^{\infty} A_{sn} C_{sn} \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k^2(n\alpha) \sin \varphi_{kn} \cos \varphi_{kn}, \quad (10)$$

где $j_0 = ean_0\gamma/\hbar$, $B_{ion} = 1 + \frac{N}{n_0} \frac{\exp(-2 \text{Im} S/\hbar)}{\nu_r \text{Im} t_0 + \exp(-2 \text{Im} S/\hbar)}$, S – классическое действие,

набираемое электроном при подбарьерном движении, ν – характерная частота релаксации, ν_r – частота рекомбинации, t_0 – время начала туннелирования, $J_n(x)$ – функция Бесселя 1-го рода n -го порядка, $\alpha = eE_0 a/\hbar\omega$, $\Omega = eE_1 a/\hbar$, $\delta = \gamma/k_B T$,

$$\sin \varphi_{kn} = \frac{\nu}{\sqrt{\nu^2 + (n\Omega + k\omega)^2}}, \quad A_{sn} = \frac{2}{\pi C} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\sin x \cos(\pi s/m) \sin(nx)}{\sqrt{1 + 4 \cos x \cos(\pi s/m) + 4 \cos^2(\pi s/m)}} dx,$$

$$C_{sn} = \int_{-\pi}^{\pi} \cos(nx) \exp(-\delta \sqrt{1 + 4\cos x \cos(\pi s/m) + 4\cos^2(\pi s/m)}) dx,$$

$$C = \sum_s \int_{-\pi}^{\pi} \exp[-\delta \sqrt{1 + 4\cos x \cos(\pi s/m) + 4\cos^2(\pi s/m)}] dx.$$

Анализ формулы (10), ввиду ее сложности, проводился численно. На рисунках 4 и 5 приведены зависимости постоянной составляющей плотности тока от напряженности постоянного и амплитуды переменного электрического поля при фиксированных значениях частоты и напряженности постоянного электрического поля. Сплошной линией представлен график, соответствующий «чистым» УНТ, пунктирной – с учетом ионизации примеси.

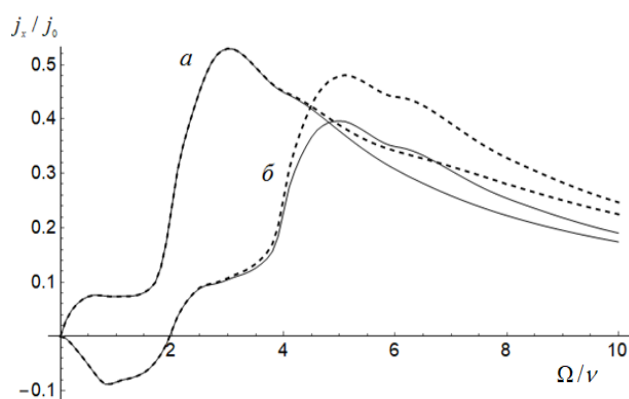


Рисунок 4 – Зависимости постоянной составляющей плотности тока от напряженности постоянного электрического поля при $\omega/\nu = 2$, $\nu = 0.3\Delta$: а) $\alpha = 3$; б) $\alpha = 5$

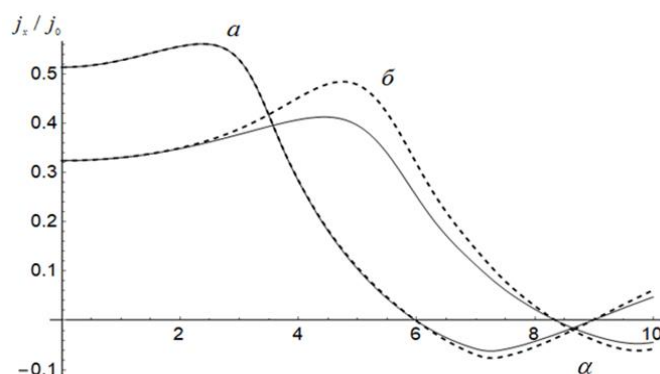


Рисунок 5 – Зависимости постоянной составляющей плотности тока от амплитуды переменного электрического поля при $\omega/\nu = 2$, $\nu = 0.3\Delta$: а) $\Omega/\nu = 3$; б) $\Omega/\nu = 5$

Зависимость постоянной составляющей плотности тока от напряженности постоянного электрического поля имеет максимум, определяемый характерной частотой релаксации, участки с отрицательной дифференциальной и абсолютной отрицательной проводимостью (рис. 4). Отклонение графика постоянной составляющей плотности тока для примесных УНТ от аналогичного графика для идеальных беспримесных начинается с некоторого значения напряженности постоянного электрического поля, когда возникает существенное увеличение концентрации носителей за счет ионизации примесных центров. Зависимость на рисунке 5 имеет осциллирующий характер, на графиках также видны участки с отрицательной дифференциальной и абсолютной отрицательной проводимостью. Начиная с некоторого значения амплитуды напряженности переменного электрического поля, которое определяется напряженностью постоянного поля, частотой переменного поля, параметрами УНТ и примеси, происходит увеличение постоянной составляющей плотности тока в примесных по сравнению с «чистыми» УНТ. Эффекты отрицательной дифференциальной проводимости, абсолютной отрицательной проводимости и самоиндуцированной прозрачности хорошо известны в теории узкозонных полупроводниковых структур и квантовых полупроводниковых сверхрешеток.

Начало роста тока и длительность процесса установления насыщения ионизации определяются глубиной залегания примеси и ее концентрацией. Подбор

примеси заданной глубины приводит к возможности задания нужных проводящих свойств УНТ.

При решении задачи пренебрегалось межзонными переходами, что соответствует выполнению условия $\hbar\omega \ll 2\Delta$ ($\omega \ll 10^{15} \text{ с}^{-1}$), и тепловыми забросами электронов с примеси в подзоны – $k_B T \ll \nu$ ($T \ll 2 \cdot 10^3 \text{ K}$).

В параграфе 2.3 предложен аналитический метод определения параметров примесных УНТ полупроводникового типа (количество слоев, их радиусы, глубина залегания примесей и их концентрация) на основе сравнения экспериментальных и теоретических зависимостей силы тока от характеристик внешних статического и переменного электрических полей. Многослойные УНТ (МУНТ) состоят из нескольких коаксиальных графеновых монослоев, расстояние между которыми составляет около 0.34 нм. Будем пренебрегать межслоевым взаимодействием.

Для сравнительного анализа проводимости УНТ удобнее рассматривать зависимости силы тока от напряженности постоянного и переменного электрических полей. Это связано с тем, что в отличие от плотности тока, сила тока является аддитивной величиной. Совместный ток для многослойной УНТ находится как сумма токов в каждом слое. Связь между плотностью тока и силой тока в УНТ устанавливается соотношением

$$I = 2\pi R \cdot j_x. \quad (11)$$

Поскольку для однослойной УНТ определенного радиуса сила тока будет меньше, чем для многослойной с таким же радиусом внешнего слоя, для исследуемой нанотрубки необходимо сопоставить зависимость значения силы тока от напряженности поля, полученную экспериментальным путем, со значениями силы, рассчитанными для разных комбинаций слоев. Отклонение экспериментально полученных значений тока от расчетных позволяет судить о качестве синтезированных УНТ, позволит отбирать образцы с фиксированными параметрами с нужной точностью. Если УНТ содержит примеси, то наличие примесных центров увеличивает значение силы тока, начиная лишь с некоторого значения поля, поэтому необходимо знать зависимость силы тока в определенном диапазоне полей в пределах используемых приближений.

На рисунке 6 показаны зависимости силы тока от напряженности постоянного электрического поля E_1 в безразмерных единицах, построенные для разных значений индекса m .

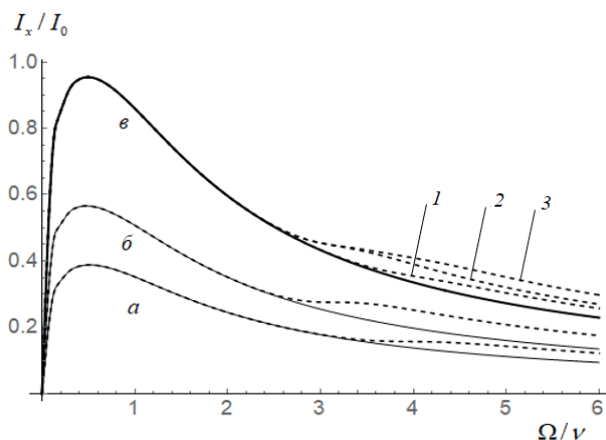


Рисунок 6 – Зависимости силы тока от напряженности постоянного электрического поля, $\nu = 0.3\Delta_0$: а) $m = 23$; б) $m = 32$; в) МУНТ

Сплошной линией представлен график, соответствующий «чистым» (без примесей) УНТ, пунктирной – с учетом ионизации примесей (Δ_0 – полуширина

запрещенной зоны для УНТ меньшего радиуса). Для оценки влияния на величину результирующего тока каждого из слоев, содержащих примеси, использована следующая схема: сначала анализируются зависимости, когда примеси находятся только на одном слое – УНТ (23,0) (рис. 6 в, линия 1), затем только на другом слое – УНТ (32,0) (рис. 6 в, линия 2). Верхняя кривая (рис. 6 в, линия 3) показывает влияние ионизации примесей в обоих слоях. Учитывая ионизацию попеременно на разных слоях, можем однозначно определить слой, на котором находятся примеси.

Если УНТ находится под одновременным влиянием постоянного и переменного электрических полей, то эффект увеличения силы тока при ионизации примесей начинается для меньших значений полей по сравнению со случаем воздействия только постоянного электрического поля. Как было отмечено в предыдущем параграфе, начало роста тока и длительность процесса установления насыщения ионизации определяются глубиной залегания примеси и ее концентрацией.

Численный анализ проведен для нанотрубок типа zigzag ($m,0$) при $m_0 = 14$, $m_1 = 23$ и $m_2 = 32$. Индексы m выбираются таким образом, чтобы расстояния между соседними слоями составляли около 0.34 нм. Приведем численные оценки параметров, используемых при построении графиков на рисунке 6. Концентрация примесей $N = 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, частота релаксации $\nu = 2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, частота рекомбинации $\nu_r = 10^8 \text{ с}^{-1}$, $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Значению безразмерной напряженности E при $aeE/\hbar\nu = 1$ соответствует $10^4 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$, а безразмерной частоте $\omega/\nu = 1$ соответствует $\omega \approx 10^{12} \text{ Гц}$, температура $T = 100 \text{ К}$. Для УНТ типа (14,0), (23,0) и (32,0) значения полуширины запрещенной зоны соответственно равны $\Delta_0 \approx 0.130\gamma = 0.351 \text{ эВ}$, $\Delta_1 \approx 0.079\gamma = 0.213 \text{ эВ}$ и $\Delta_2 \approx 0.057\gamma = 0.154 \text{ эВ}$. Глубина залегания примеси в каждой трубке $v = 0.3\Delta_0 = 0.105 \text{ эВ}$.

В третьей главе приведены результаты исследования проводимости двумерной графеновой сверхрешетки (2D ГСР) на подложке из периодически чередующихся областей бесщелевого и щелевого графена с учетом ионизации примесных центров.

В параграфе 3.1 исследованы особенности управления проводимостью в 2D ГСР поперечными электрическими полями.

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

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \sqrt{\Delta_0^2 + \Delta_1^2(1 - \cos(p_x d_1 / \hbar)) + \Delta_2^2(1 - \cos(p_y d_2 / \hbar))}, \quad (12)$$

где $\mathbf{p} = (p_x, p_y)$ – квазиимпульс электрона, $d_i = a_i + b_i$ – период ГСР, a_i и b_i – ширины ячеек бесщелевого и щелевого графена.

Из формулы (13) 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 (неассоциативен). 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 [3].

Для невырожденного электронного газа в работе [4] была получена постоянная составляющая плотности тока, текущего вдоль оси одной из осей 2D ГСР

$$j_x = j_0 \sum A_{nm} C_{nm} \sin \varphi_{knm} \cos \varphi_{knm} J_k^2(n\alpha_x + m\alpha_y), \quad (13)$$

где $j_0 = -ed_1 n_0 \Delta / 2\hbar$, Δ – полуширина запрещенной зоны щелевой модификации графена (для эпитаксиального графена на подложке карбида кремния $\Delta \approx 0.13 \text{ эВ}$), n_0 –

концентрация электронов в зоне проводимости, $J_n(x)$ – функция Бесселя 1-го рода n -го порядка, $\sin \varphi_{knm} = \frac{\nu}{\sqrt{\nu^2 + (m\Omega_x + n\Omega_y + k\omega)^2}}$, $x = p_x d_1$, $y = p_y d_2$, ν – частота

столкновений, $\alpha_x = eE_{0x}d_1/\hbar\omega$, $\alpha_y = eE_{0y}d_2/\hbar\omega$, $\Omega_x = eE_{1x}d_1/\hbar$, $\Omega_y = eE_{1y}d_2/\hbar$,

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

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

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

Вычисление плотности тока проведено с использованием решения кинетического уравнения Больцмана в приближении постоянного времени релаксации:

$$\frac{\partial f(\mathbf{p}, t)}{\partial t} + eE \frac{\partial f(\mathbf{p}, t)}{\partial \mathbf{p}} = -\frac{f(\mathbf{p}, t) - f_0(\mathbf{p})}{\tau}. \quad (14)$$

Из анализа формулы (13) 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).

В случае, когда в плоскости 2D ГСР приложено постоянное и переменное электрические поля $\mathbf{E} = \{E_{1x} + E_{0x} \cos \omega t, E_{1y} + E_{0y} \cos \omega t\}$, где E_0 и ω – амплитуда и частота переменного электрического поля, E_1 – модуль напряженности постоянного электрического поля, исследована возможность управления плотностью тока электрическими полями, ориентированными перпендикулярно к изучаемому направлению протекания тока.

Пусть вектор напряженности постоянного электрического поля направлен вдоль оси x сверхрешетки. Частота и амплитуда переменного электрического поля постоянны, а направление вектора поляризации этого поля задается углом φ относительно оси x . Геометрия задачи приведена на рисунке 7.

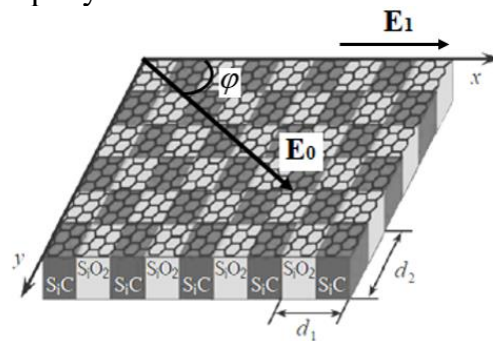


Рисунок 7 – Геометрия задачи

Зависимость плотности тока от угла поворота φ вектора поляризации переменного электрического поля, при фиксированных значениях параметров внешних электрических полей показана на рис. 8. 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. 8 а, б), эффект абсолютной отрицательной проводимости.

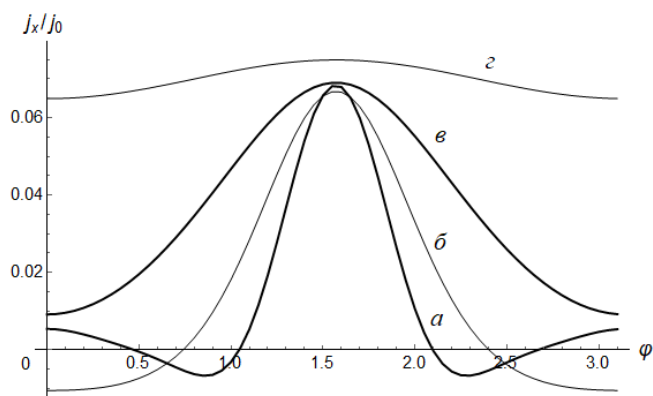


Рисунок 8 – Зависимость плотности тока от угла поворота φ переменного поля, когда $\Omega_x/\nu = 1.0$, $\omega/\nu = 2.0$: а) $\alpha = 7$; б) $\alpha = 5$; в) $\alpha = 3$; г) $\alpha = 1$

Численно определен диапазон возможных значений плотности тока (максимальное и минимальное значение) при фиксированной частоте и при изменении остальных параметров полей. Показано, что наибольшее различие между возможными значениями тока наблюдается при равенстве нулю поперечной составляющей постоянного поля ($E_{1y} = 0$). Далее приведены результаты численного анализа зависимости плотности тока от поперечной составляющей переменного поля α_y при фиксированной частоте ω и $E_{1y} = 0$. Наблюдается уменьшение диапазона изменения значений плотности тока при увеличении продольной составляющей постоянного электрического поля Ω_x/ν (рис. 9). Аналогичные результаты получены при построении зависимости плотности тока от поперечной составляющей переменного поля при прочих равных условиях.

На следующем этапе определено, что наибольший размах максимумов и минимумов постоянной составляющей плотности тока, проявляется при равных значениях продольной E_{0x} и поперечной E_{0y} составляющих переменного электрического поля (рис. 10). При исследовании зависимости постоянной составляющей плотности тока от поперечной составляющей постоянного электрического поля E_{1y} выявлено, что размах минимален при равенстве $E_{1x} = E_{1y}$. При увеличении частоты этот эффект становится менее выраженным.

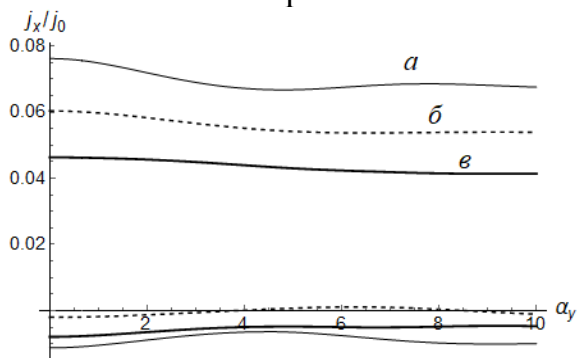


Рисунок 9 – Зависимость максимумов и минимумов плотности тока от поперечного переменного электрического поля при $\omega/\nu = 2.0$, $\Omega_y/\nu = 0$: а) $\Omega_x/\nu = 1.0$; б) $\Omega_x/\nu = 2.0$; в) $\Omega_x/\nu = 3.0$

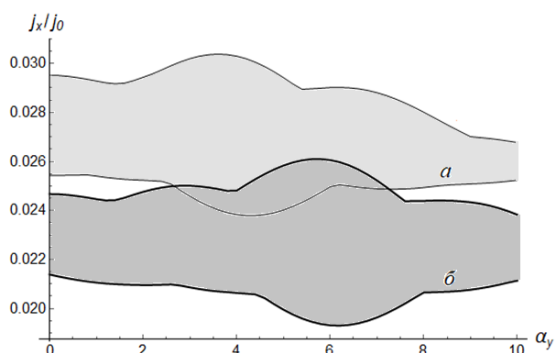


Рисунок 10 – Зависимость максимумов и минимумов плотности тока от поперечного переменного электрического поля при $\omega/\nu = 2.0$, $\Omega_y/\nu = 0$: а) $\Omega_x/\nu = 3.0$, $\alpha_x = 4$; б) $\Omega_x/\nu = 5.0$, $\alpha_x = 6$

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.

Приведем оценку параметров рассматриваемой системы в связи с использованными моделями и приближениями. В работе пренебрегалось межминизонными переходами, выбрано одноминизонное приближение, что соответствует выполнению условий: $\hbar\omega \ll 2\Delta$ ($\omega \ll 10^{15} \text{ с}^{-1}$), $k_B T \ll 2\Delta$ ($T \ll 10^3 \text{ К}$). При расчете плотности тока использован квазиклассический подход, приводящий к следующим условиям на параметры полей: $\omega < 10^{13} \text{ с}^{-1}$; $edE_1 / \hbar\nu \ll 10^3$. Для численных расчетов использованы следующие параметры: $n = 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\tau = \nu^{-1} \approx 10^{-11} \text{ с}$, $T = 70 \text{ К}$. Численная оценка величины поля E при $edE_1 / \hbar\nu = 1$ составляет $33 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$.

В параграфе 3.2 проведено исследование зависимости постоянной составляющей плотности тока в 2D ГСР от напряженности поперечного постоянного электрического поля с учетом ионизации примесей.

Пусть в плоскости 2D ГСР приложены 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.

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.

Постоянная составляющая плотности тока, текущего вдоль оси x , определяется следующим выражением:

$$j_x = j_0 B_{ion} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{nm} C_{nm} \sin \phi_{knm} \cos \phi_{knm} J_k^2(n\alpha_x + m\alpha_y), \quad (15)$$

где $j_0 = -edn_0\Delta/2\hbar$, Δ – полуширина запрещенной зоны щелевой модификации графена (для эпитаксиального графена на подложке карбида кремния $\Delta \approx 0.13 \text{ эВ}$), n_0 – концентрация электронов в зоне проводимости, N – концентрация примесей в графене,

$$B_{ion} = 1 + \frac{N}{n_0 \nu_r} \frac{\exp(-2 \text{Im } S / \hbar)}{\text{Im } t_0 + \exp(-2 \text{Im } S / \hbar)}, \quad S \text{ – классическое действие, набираемое}$$

электроном при подбарьерном движении, t_0 – время начала туннелирования, ν_r – частота рекомбинации, $J_n(x)$ – функция Бесселя 1-го рода n -го порядка, ν – частота столкновений. Аналогично определяется постоянная составляющая плотность тока вдоль оси y .

На рисунке 11 представлена зависимость постоянной составляющей плотности тока от напряженности поперечного постоянного электрического поля в отсутствие переменного поля. Пунктирным линиям соответствуют графики с учетом ионизации примесей. Наблюдается уменьшение амплитуды продольной плотности тока j_x при увеличении напряженности поперечного постоянного электрического поля E_{1y} . На графиках заметна точка перегиба при равенстве $\Omega_x = \Omega_y$, то есть, когда вектор $\mathbf{E}_1$ направлен под углом $\pi/4$ к оси 2D ГСР.

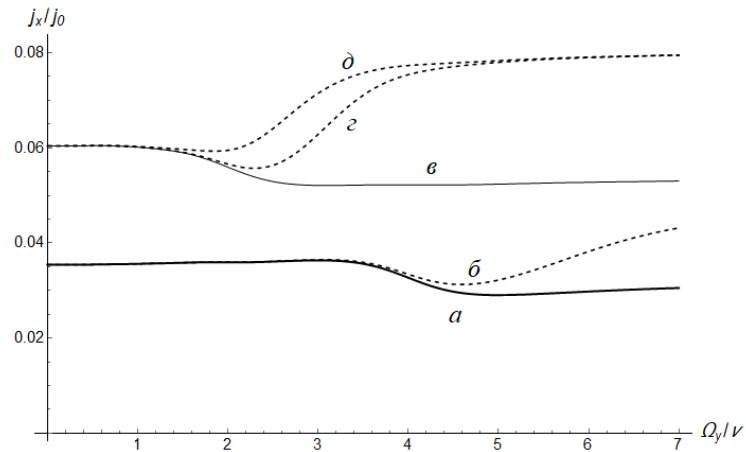


Рисунок 11 – Зависимость постоянной составляющей плотности тока от напряженности поперечного постоянного электрического поля, ν – глубина залегания примесей: а) $\Omega_x/\nu = 4.0$; б) $\Omega_x/\nu = 4.0$, $\nu = 0.095\Delta_0$; в) $\Omega_x/\nu = 2.0$; г) $\Omega_x/\nu = 2.0$, $\nu = 0.06\Delta_0$; д) $\Omega_x/\nu = 2.0$, $\nu = 0.055\Delta_0$ (пунктирные линии – с учетом ионизации примесей)

Ионизация примесных центров в квазиклассически сильных полях, учет которой проводился методом мнимого времени, 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. 11 б, 11 г, 11 д).

В параграфе 3.3 проведено исследование зависимости угла ψ между вектором плотности тока и вектором напряженности постоянного электрического поля от угла поворота вектора напряженности постоянного электрического поля в сильных электрических полях. Рассмотрено, как меняется ψ , если на структуру дополнительно действует переменное электрическое поле.

В ситуации, когда на 2D ГСР действует только постоянное электрическое поле, при повороте вектора напряжённости постоянного электрического поля на угол θ относительно оси x , вектор плотности тока $\mathbf{j}$ также поворачивается на некоторый угол γ , который определяется по формуле $\gamma = \arctg(j_y / j_x)$. Геометрия задачи приведена на рисунке 12.

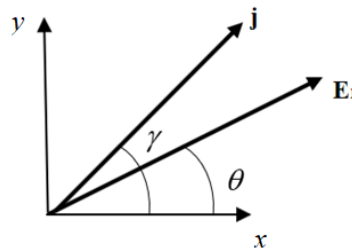


Рисунок 12 – Геометрия задачи

Показано, что направление вектора плотности тока не совпадает с направлением поля, кроме случаев $\theta = 0$, $\pi/4$ и $\pi/2$, то есть когда поле направлено вдоль высокосимметричных направлений. Кроме того, в сильных полях с напряжённостью $E_1 = \sqrt{E_{1x}^2 + E_{1y}^2}$ свыше 150 В/см, угол $\psi = \gamma - \theta$ равен нулю еще в двух точках, симметричных относительно биссекторного направления (рис. 13 в). Этот эффект обусловлен неаддитивностью энергетического спектра 2D ГСР.

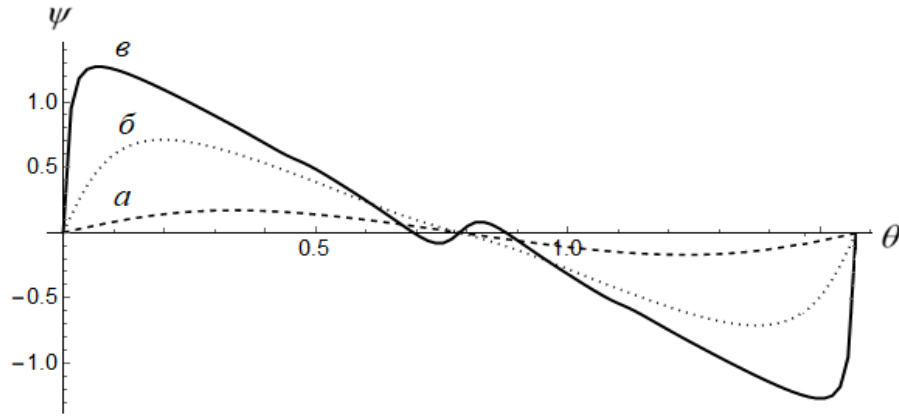


Рисунок 13 – Зависимость угла ψ от угла поворота вектора напряженности постоянного электрического поля: а) $\Omega/\nu = 1.0$; б) $\Omega/\nu = 3.0$; в) $\Omega/\nu = 10.0$

Максимум угла ψ нелинейно зависит от величины модуля напряженности постоянного электрического поля: с ростом значения E_1 максимум угла ψ увеличивается и достигается при меньших отклонениях угла θ от осей рассматриваемой сверхрешетки.

Если на структуру дополнительно действует переменное поле, приложенное под определенным углом φ , точка пересечения графика с осью θ (в которой угол ψ принимает значение равно нулю) зависит от направления вектора поляризации переменного электрического поля (рис. 14 в, 14 з).

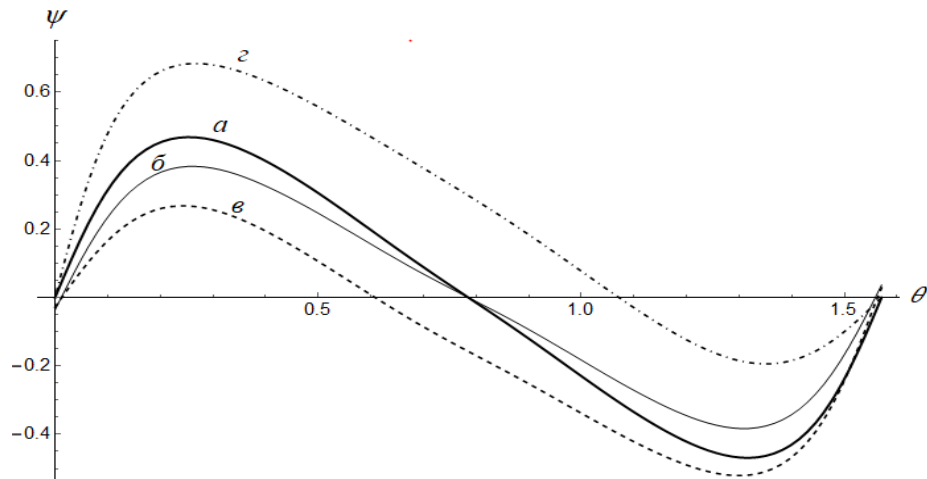


Рисунок 14 – Зависимость угла ψ от угла поворота вектора напряженности постоянного электрического поля: а) в отсутствии переменного поля; б) $\alpha = 2.0, \varphi = \pi/4$; в) $\alpha = 2.0, \varphi = \pi/3$; з) $\alpha = 2.0, \varphi = 0$.

Если переменное поле приложено вдоль биссекторной оси ($\varphi = \pi/4$), направление вектора плотности тока $\mathbf{j}$ совпадает с направлением вектора $\mathbf{E}_1$ при $\theta = 0, \pi/4$ и $\pi/2$ (рис. 14 б). С возрастанием амплитуды переменного электрического поля зависимость угла ψ от угла поворота вектора $\mathbf{E}_1$ сохраняет симметрию только при значении угла $\varphi = \pi/4$, наблюдается увеличение числа точек по оси θ , в которых направления векторов $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{j}$ совпадают. Таким образом, как показывает анализ, направление вектора плотности тока в 2D ГСР зависит от параметров как постоянного, так и переменного электрических полей. Совпадение вектора плотности тока и вектора напряжённости постоянного электрического поля связано с симметрией структуры и с особенностями ее энергетического спектра.

В представленной работе рассмотрен частный случай квадратной симметричной 2D ГСР: $d_1 = d_2 = d = 2 \cdot 10^{-6}$ см, $a_i = b_i$, $\Delta_0 = 0.422\Delta$, $\Delta_1 = \Delta_2 = 0.332\Delta$ [5]. 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 $eEd/\hbar\nu = 1$ составляет 33 В·см⁻¹.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Получено аналитическое выражение с экспоненциальной точностью для вероятности ионизации примесей в однослойных УНТ полупроводникового типа, находящихся в постоянном электрическом поле. В случае воздействия переменного электрического поля получены аналитические выражения для вероятности ионизации примесей в предельных случаях. Выполнено численное исследование вероятности ионизации примесей в зависимости от параметров приложенных полей. Показано что, при увеличении радиуса УНТ мнимая часть действия уменьшается, при этом вероятность ионизации возрастает.
2. Численно проанализировано аналитическое выражение для постоянной составляющей тока в УНТ полупроводникового типа в условиях воздействия постоянного и переменного электрических полей, поляризованных вдоль оси УНТ с учетом ионизации примесных центров. Показано, что начало роста тока и длительность процесса установления насыщения ионизации определяются глубиной залегания примеси и ее концентрацией.
3. Показана принципиальная возможность определения параметров многослойных примесных УНТ полупроводникового типа: количество слоев, их радиусы, глубина залегания примесей и их концентрация на основе сравнения экспериментальных и теоретических зависимостей силы тока от характеристик внешних статического и переменного электрических полей.
4. Изучена зависимость плотности тока в 2D ГСР от параметров поперечно ориентированных электрических полей. Определены соотношения между параметрами приложенных полей, при которых наблюдается существенное (максимальное) различие между возможными значениями плотности тока, и, соответственно, управление проводимостью наиболее эффективно. Численно проанализировано аналитическое выражение для постоянной составляющей тока в 2D ГСР от напряженности поперечного постоянного электрического поля с учетом ионизации примесей. Показано, что при увеличении напряженности поперечного постоянного электрического поля амплитуда продольной плотности тока уменьшается.
5. Изучена зависимость угла отклонения вектора плотности тока от направления вектора напряженности постоянного электрического поля, когда 2D ГСР находится под совместным действием постоянного и переменного электрических полей. Показано, что векторы напряженности постоянного электрического поля и плотности тока в двумерной квадратной графеновой сверхрешетке совпадают при ориентации поля вдоль осей сверхрешетки или вдоль биссекторного направления, а также в сильных полях еще в двух направлениях, симметричных относительно биссекторного. Если на структуру дополнительно действует переменное поле, приложенное вдоль высокосимметричных направлений, то векторы плотности тока и напряжённости постоянного электрического поля совпадают. При произвольной ориентации вектора поляризации переменного поля нулевое значение угла ψ зависит от параметров как постоянного, так и переменного электрических полей. Выявленные особенности ориентации векторов плотности тока и напряжённости приложенных электрических полей связаны с симметрией структуры и с неаддитивностью ее энергетического спектра.

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Максименко, С. А. Электродинамика углеродных нанотрубок / С. А. Максименко, Г. Я. Слепян // Радиотехника и электроника. – 2002. – Т. 47, вып. 3. – С. 261-280.
2. Kryuchkov, S. V. Two-dimensional graphene superlattice: Energy spectrum and current-Voltage characteristics / S. V. Kryuchkov, C. A. Popov. – DOI 10.21272/jnep.9(2).02013 // Journal of Nano- and Electronic Physics. – 2017. – Vol. 9, No. 2. – P. 2013.
3. Завьялов Д. В. Выпрямление поперечного тока в сверхрешетке на основе графена / Д. В. Завьялов, В. И. Конченков, С. В. Крючков // Физика и техника полупроводников. – 2012. – Т. 46, вып. 1. – С. 113-120.
4. Глазов, С. Ю. Управление проводимостью графена поперечными статическим и переменным электрическими полями / С. Ю. Глазов // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2019. – Т. 83, вып. 1. – С. 19-23.
5. Бадикова, П. В. Высшие гармоники плотности тока в двумерной сверхрешетке на основе графена в условиях воздействия внешних электрических полей с учетом ионизации примеси / П. В. Бадикова, С. Ю. Глазов, Г. А. Сыродоев. – DOI 10.31857/S0367676520010068 // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2020. – Т. 84, вып. 1. – С. 38-42.

СПИСОК РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Публикации в изданиях, рекомендованных ВАК РФ:

1. Глазов, С. Ю. Особенности проводимости двумерной графеновой сверхрешетки в квазиклассически сильных внешних электрических полях с учетом ионизации примеси. / С. Ю. Глазов, И. А. Подгорная // Журнал радиоэлектроники. – 2025. – № 1. – DOI 10.30898/1684-1719.2025.1.8.
2. Глазов, С. Ю. Определение параметров многослойных примесных углеродных нанотрубок полупроводникового типа на основе анализа проводимости в статическом и переменном электрических полях / С. Ю. Глазов, Н. Е. Мещерякова, И. А. Подгорная // Ученые записки физического факультета Московского университета. – 2024. – № 5. – С. 2450501.

Публикации в изданиях, индексируемых в Scopus / RSCI:

1. Глазов, С. Ю. Управление проводимостью двумерной графеновой сверхрешетки поперечными электрическими полями / С. Ю. Глазов, Н. Е. Мещерякова, И. А. Подгорная // Известия РАН. Серия физическая. – 2023. – Т. 87, № 1. – С. 34-37. – DOI 10.31857/S0367676522700065.
2. Глазов, С. Ю. Проводимость однослойных углеродных нанотрубок полупроводникового типа с учетом ионизации примесных центров / С. Ю. Глазов, Н. Е. Мещерякова, И. А. Подгорная // Известия РАН. Серия физическая. – 2022. – Т. 86, № 1. – С. 58-62. – DOI 10.31857/S0367676522010124.
3. Бабина, О. Ю. Ионизация примесей статическим и переменным электрическими полями в однослойных углеродных нанотрубках полупроводникового типа / О. Ю. Бабина, С. Ю. Глазов, И. А. Подгорная // Известия РАН. Серия физическая. – 2022. – Т. 86, № 1. – С. 53-57. – DOI 10.31857/S0367676522010033.

Публикации в других изданиях:

1. Глазов, С. Ю. Эффект Сасаки-Шибуйя в двумерной графеновой сверхрешетке / С. Ю. Глазов, И. А. Подгорная //: Сб. тезисов Международной математической конференции «Современные математические модели в энергетике», посвящённая

- памяти профессора, д.ф.-м.н. В. А. Тупчиева (Обнинск, 25-26 октября 2024 г.) – С. 62-63.
2. Глазов, С. Ю. Проводимость многослойных примесных углеродных нанотрубок типа «zigzag» / С. Ю. Глазов, Н. Е. Мещерякова, И. А. Подгорная //: Сб. материалов XV Международной научно-технической конференции «Информатика, управляющие системы, математическое и компьютерное моделирование (ИУСМКМ-2024)» в рамках X Международного Научного форума Донецкой Народной Республики, Донецк, 29–30 мая 2024 года. – Донецк: Донецкий национальный технический университет, 2024. – С. 140-144.
 3. Глазов, С. Ю. Проводимость многослойных примесных углеродных нанотрубок полупроводникового типа / С. Ю. Глазов, Н. Е. Мещерякова, И. А. Подгорная // Сб. материалов XXXV Всероссийской школы-семинара «Волновые явления: физика и применения» имени А. П. Сухорукова (Москва, 26-31 мая 2024 г.), 2024. – С. 59-60.
 4. Глазов, С. Ю. Особенности проводимости двумерной графеновой сверхрешетки в сильных внешних электрических полях / С. Ю. Глазов, И. А. Подгорная // Сб. материалов XVII Всероссийской молодежной научно-инновационной школы «Математика и математическое моделирование» (Саров, 5–7 апреля 2023 г.) – Саров: ООО «Интерконтакт», 2023. – С. 280-281.
 5. Глазов, С. Ю. Управление проводимостью двумерной графеновой сверхрешетки поперечными электрическими полями / С. Ю. Глазов, Н. Е. Мещерякова, И. А. Подгорная // Сб. материалов XXXIII Всероссийской школы-семинара «Волновые явления: физика и применения» имени А. П. Сухорукова (Москва, 5-10 июня 2022 г.), 2022. – С. 2-4.
 6. Глазов, С. Ю. Проводимость двумерной сверхрешетки на основе графена в сильных внешних электрических полях с учетом ионизации примеси / С. Ю. Глазов, И. А. Подгорная // Сб.: Труды XXVI Международного симпозиума (Нижний Новгород, 14–17 марта 2022 г.), 2022. – Т 2. – С. 734-735.
 7. Глазов, С. Ю. Влияние ионизации примесных центров на проводимость однослойных углеродных нанотрубок полупроводникового типа / С. Ю. Глазов, Н. Е. Мещерякова, И. А. Подгорная // Сб.: «Волны-2021»: материалы XXXII Всероссийской школы-семинара «Волновые явления: физика и применения» имени А. П. Сухорукова (Москва, 6-11 июня 2021 г.), 2021. – С. 9-11.
 8. Бабина, О. Ю. Вероятность ионизации примесей статическим и переменным электрическими полями в однослойных углеродных нанотрубках полупроводникового типа / О. Ю. Бабина, С. Ю. Глазов, И. А. Подгорная // Сб.: «Волны-2021»: материалы XXXII Всероссийской школы-семинара «Волновые явления: физика и применения» имени А.П. Сухорукова (Москва, 6-11 июня 2021 г.), 2021. – С. 2-5.

Подписано к печати __.__.____. Формат 60х84/16. Бум. офс.
Гарнитура Times. Печ. л. 1,0. Тираж____ экз. Заказ №
Формат 60 х 84 1/19. Печать офсетная.

Научное издательство ВГСПУ «Перемена»
Отпечатано в типографии ИП Миллер А.Г.
400005, г. Волгоград, пр-кт. им. В.И. Ленина, 27