

УЧРЕЖДЕНИЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
ИМЕНИ Б.П. КОНСТАНТИНОВА РАН

На правах рукописи

УДК 93.115

Григорькин Алексей Александрович

**Модель нанотрубки со спиральной симметрией и
её транспортные, магнитные и оптические свойства**

Специальность 01.04.07 – физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург
2010

Работа выполнена в Отделении нейтронных исследований Петербургского института ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор
Дунаевский Сергей Михайлович.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор
Малеев Сергей Владимирович;

доктор физико-математических наук,
профессор
Соколов Александр Иванович.

Ведущая организация: Санкт-Петербургский государственный
политехнический университет.

Защита состоится “ _____ ” _____ 2010 г., в _____ часов, на заседании диссертационного совета Д 002.115.01 при Петербургском институте ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН по адресу: 188300, Ленинградская область, г. Гатчина, Орлова роща, ПИЯФ РАН.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ПИЯФ РАН.

Автореферат разослан “ _____ ” _____ 2010 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

Митропольский И.А.

Актуальность темы. В последние годы появилась технология создания квазидвумерных наноструктур на основе методики сворачивания двойных слоев $GaAs/In_xGa_{1-x}As$. На её основе получены полупроводниковые трубки и скрученные ленты, радиусы и толщины стенок которых контролируются в процессе создания. Большой интерес к этим системам со стороны теоретиков и экспериментаторов [1, 2] связан с перспективами их использования в устройствах квантовой электроники. Спиральная симметрия, часто встречающаяся у таких структур, обуславливает наличие интересных физических свойств, имеющих широкие перспективы практического применения. Нарушение t -инвариантности [3] во внешнем магнитном поле приводит к асимметрии их электронного спектра по скорости электрона \mathbf{v} . Неравенство $E(\mathbf{v}) \neq E(-\mathbf{v})$ приводит к возникновению специфических особенностей транспортных и магнитных свойств [4,5] а так же ряда магнитооптических эффектов [6].

Очевидно, что разработка устройств на базе полупроводниковых трубок возможна только после детального теоретического исследования их электронных свойств. Следует отметить, что число точно решаемых теоретических моделей нанотрубок очень ограничено, причем используемые в настоящее время модели не отражают в полной мере спиральную симметрию реальных структур.

Цель работы заключается в теоретическом исследовании транспортных, магнитных и оптических свойств электронного газа на поверхности нанотрубки, спиральная симметрия которой обусловлена наличием границ раздела. В исследовании ставились следующие задачи:

1. Построить модель, позволяющую получить аналитические формулы для электронного спектра и волновых функций нанотрубки.
2. Исследовать баллистический транспорт через нанотрубку и магнитные эффекты, возникающие при протекании баллистического тока.

3. Произвести расчет равновесного магнитного момента электронного газа и исследовать влияние на него параметров трубки.
4. Исследовать поглощение падающего на трубку линейно-поляризованного излучения и магнитоиндуцированный линейный фотогальванический эффект.

Методы исследования Для получения электронного спектра использован метод решения уравнения Шредингера в неортогональной системе координат, аналогичный разработанному в [7] для изогнутых квантовых проволок. При рассмотрении баллистического транспорта и связанного с ним магнетизма используется формализм Ландауэра–Бьюттикера [8]. Оптическое поглощение и линейный фотогальванический эффект (ЛФГЭ) при малой мощности излучения исследованы с использованием формализма Кубо в приближении постоянного времени релаксации. Расчет ЛФГЭ при большой мощности излучения производится с помощью метода точной диагонализации гамильтониана с включенными в него резонансными членами электрон-фотонного взаимодействия [9].

Научная новизна:

1. Построена теоретическая модель, позволяющая описать цилиндрические структуры со спиральной симметрией – нанотрубку и спиральную ленту. Спиральная симметрия модели достигается введением в гамильтониан протяженного спирального дельта-потенциала.
2. Показано, что протекание по трубке баллистического тока сопровождается появлением индуцированного магнитного момента. Получены аналитические выражения, определяющие баллистический кондуктанс и индуцированный момент как явные функции параметров трубки.
3. Показано, что в зависимости от амплитуды спирального потенциала равновесный магнитный момент трубки может быть как гладкой функцией магнитного потока, так и иметь изломы. Получено аналитическое выражение для магнитного момента в пределе большой амплитуды потенциала.

4. Показано, что при большом спиральном потенциале поглощение нанотрубкой продольно-поляризованного излучения происходит на дискретных частотах, определяемых радиусом трубки и периодом спирали. При малой амплитуде потенциала спектр поглощения сплошной.
5. Исследован магнитоиндуцированный линейный фотогальванический эффект. Получены аналитические формулы для стационарного фототока при малой и высокой мощности падающего излучения. Определена связь характеристик тока с параметрами нанотрубки.

Практическая значимость работы

1. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными может дать ценную информацию о геометрических параметрах цилиндрических структур со спиральной симметрией, их электронном спектре, эффективной массе и времени релаксации импульса электронов в них.
2. Результаты расчетов могут быть применены для исследования влияния спиральной симметрии на магнитные, транспортные и оптические свойства нанотрубок и лент на основе $GaAs / In_xGa_{1-x}As$.
3. На основе оптических эффектов, рассмотренных в данной работе, возможно создание различных приборов оптоэлектроники.

Основные положения выносимые на защиту

1. Электронный спектр нанотрубки со спиральной симметрией представляется суммой двух слагаемых, одно из которых – квадратичная функция импульса движения электрона по спирали, а другое – осциллирующая функция этого импульса и магнитного потока через сечение цилиндра. При магнитном потоке, не равном целому или полуцелому числу квантов, дисперсионная кривая имеет асимметричный вид.
2. Баллистический кондактанс нанотрубки со спиральной симметрией является немонотонной функцией химического потенциала системы. Величина кондактанса трубки ограничена сверху кондактансом квантового цилиндра, а снизу – кондактансом спиральной ленты.

3. Баллистический ток при большой амплитуде спирального потенциала не зависит от магнитного потока, но его циркулярная компонента является осциллирующей функцией потока.
4. Равновесный магнитный момент трубки при большой амплитуде спирального потенциала является гладкой функцией магнитного потока и зависит от амплитуды спирального потенциала гиперболически.
5. Форма пиков поглощения продольно-поляризованного излучения определяется плотностью электронных состояний. При больших значениях спирального потенциала максимумы поглощения, соответствующие переходам между разными парами подзон, разнесены по частоте, при этом пики поглощения имеют лоренцевскую форму.
6. Фотогальванический ток является осциллирующей функцией уровня Ферми. При малой мощности излучения максимальную интенсивность имеют лоренцевские пики тока, обусловленные электронными переходами между соседними подзонами. При высокой мощности интенсивность всех пиков тока одного порядка, а ширина их определяется матричным элементом оператора электрон-фотонного взаимодействия.

Апробация работы.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [A1–A11], а также докладывались на VII–IX Всероссийских молодежных конференциях по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург, 2006–2008), на V, VI и VIII Всероссийских молодежных школах «Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение» (Саранск, 2005, 2006, 2008) и Международном форуме по нанотехнологиям Rusnanotech–08 (Москва, 2008).

Личный вклад автора в работу заключается в разработке модели, решении поставленных задач и в интерпретации полученных результатов.

Структура и объем диссертации. Работа состоит из введения, четырех глав, заключения, приложения и списка литературы из 132 наименований, содержит 120 страниц текста, включая 36 рисунков и одну таблицу.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** обосновывается актуальность темы диссертации, формулируются задачи исследования, приводятся методы исследования, описываются основные результаты, полученные в диссертации.

Глава 1 представляет собой литературный обзор наиболее важных работ, сделанных в области исследования. Рассматриваются основные подходы к моделированию наноструктур со сложной геометрией. Описываются методы и результаты исследований баллистического транспорта, магнитных и оптических свойств различных моделей нанотрубок, а также квантовых проволок имеющих спиральную симметрию.

Глава 2 посвящена описанию модели нанотрубки, получению электронного спектра и волновых функций. Трубка моделируется цилиндром радиуса R с бесконечно тонкими стенками, на поверхности которого на 2D электроны действует потенциал, имеющий спиральную симметрию. Потенциал имеет вид навитого на поверхность цилиндра протяженного δ -потенциала амплитуды V_0 с периодом T_z по оси системы (Рис. 1). Вдоль оси трубки направлено однородное магнитное поле B .

При $V_0 = 0$ модель переходит в известную модель квантового цилиндра. В пределе бесконечной амплитуды барьера туннелирование электронов через него невозможно, и модель соответствует уже реализованной в эксперименте квазидвумерной спиральной ленте на основе $In_{0.8}Ga_{0.2}As/GaAs$ [1]. Общий случай конечной амплитуды δ -потенциала соответствует нанотрубке. Барьер конечной высоты экспериментально может быть реализован, например, в местах механического контакта витков спиральной ленты.

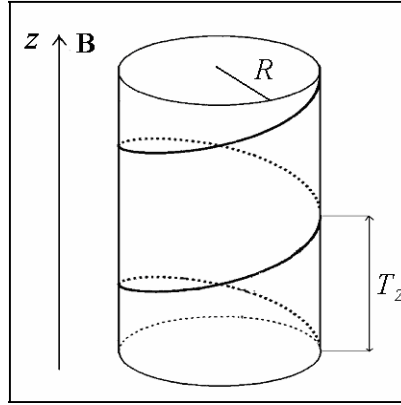


Рис. 1. Квантовый цилиндр с навитым на поверхность спиральным δ -потенциалом. Магнитное поле \mathbf{B} направлено вдоль оси цилиндра.

Одноэлектронный гамильтониан данной системы имеет вид

$$H_0 = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\left(\frac{\partial}{i\partial z} \right)^2 + \frac{1}{R^2} \left(\frac{\partial}{i\partial\varphi} + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2 \right) + V_0 \delta(\varphi - \alpha z). \quad (1)$$

Здесь m^* – эффективная масса электрона, $\Phi = \pi R^2 B$ – поток магнитного поля через поперечное сечение цилиндра, Φ_0 – квант потока, α соответствует волновому вектору спирали: $|\alpha| = 2\pi/T_z$, изменение направления вращения спирали соответствует смене знака α . Гамильтониан (1) коммутирует с оператором импульса движения по спирали \hat{K} , который имеет следующий вид:

$$\hat{K} = \hbar \frac{\partial}{i\partial z} + \alpha \hbar \frac{\partial}{i\partial\varphi}. \quad (2)$$

Спектр гамильтониана (1) находим, перейдя в систему координат, соответствующую симметрии задачи. Спектр имеет вид

$$E_{km} = \varepsilon^* \left(\gamma \left(\frac{k}{\alpha} + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2 + \frac{\alpha^2 R^2}{\gamma} \frac{\Delta_m^2}{4} \right). \quad (3)$$

Здесь $\varepsilon^* = \frac{\hbar^2}{2m^* R^2}$, $\gamma = \frac{\alpha^2 R^2}{1 + \alpha^2 R^2}$, $m = 1, 2, \dots$ – нумерует подзоны, k – собственное значение оператора (2). Числа Δ_m – осциллирующие функции Φ/Φ_0 и k ищутся как решения трансцендентного уравнения. Амплитуда их ос-

циллий определяется безразмерным эффективным потенциалом V :

$$V = \frac{1}{1 + \alpha^2 R^2} \frac{V_0}{\varepsilon^*}. \quad (4)$$

Для Δ_m с номерами m , меньшими целой части V , получено приближенное аналитическое выражение:

$$\Delta_m = m \left(1 - \frac{1}{4V} \right) + \frac{m}{4V} \cos \left(2\pi \gamma \left(\frac{k}{\alpha} + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) - 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} + \pi m \right). \quad (5)$$

При потоке, не равном целому или полуцелому числу квантов, спектр нанотрубки асимметричен (Рис. 2b). Спектр спиральной ленты, соответствующий $V = \infty$, как видно из (3) и (5), имеет параболический вид.

Модель (1) можно обобщить на случай нескольких δ -потенциалов, или прямоугольного потенциала конечной ширины, навитого в виде спирали на поверхность цилиндра. Эти модели являются аналитически решаемыми, но требуют намного более громоздких расчетов. В работе рассмотрен широкий барьер бесконечной высоты, соответствующий спиральной ленте, витки которой пространственно разделены щелью с угловой шириной φ_0 . Числа Δ_m этой системы даются выражением

$$\Delta_m = m / (1 - \varphi_0 / 2\pi). \quad (6)$$

При $\varphi_0 \sim 2\pi$ (3) и (6) дают спектр одномерной спиральной проволоки [7].

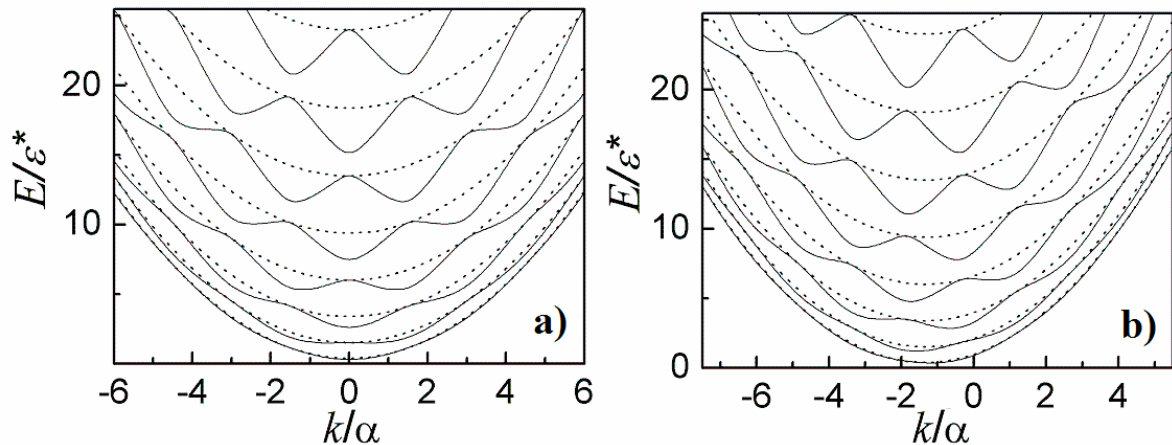


Рис. 2. Спектр. $V = 4$ (сплошная линия), $V = \infty$ (пунктир). $\alpha R = \sqrt{0.5}$.

a) $\Phi/\Phi_0 = 0$; **b)** $\Phi/\Phi_0 = 1.3$.

В **Главе 3** рассматривается баллистический кондактанс и орбитальный магнитный момент системы.

Раздел 3.1 посвящен баллистическому транспорту через нанотрубку. При $T=0$ в отсутствие рассеяния баллистический кондактанс системы определяется следующим выражением:

$$G = \frac{G_0}{2} N. \quad (7)$$

Здесь $G_0 = 2e/h$ – квант кондактанса, N – число точек пересечения уровня Ферми электронной подсистемы и подзон спектра (3). Поскольку N – четное число, кондактанс всегда равен целому числу квантов.

Наличие локальных минимумов и максимумов энергии на подзонах электронного спектра приводит к немонотонной зависимости кондактанса трубки от величины химического потенциала μ электронной подсистемы (Рис. 3). Обычная лестничная зависимость $G(\mu)$ имеет место только в предельных случаях квантового цилиндра и спиральной ленты.

Из вида электронного спектра (3) следует, что при конечном значении амплитуды спирального потенциала величина кондактанса трубки ограничена снизу значением кондактанса спиральной ленты, а сверху – кондактансом квантового цилиндра.

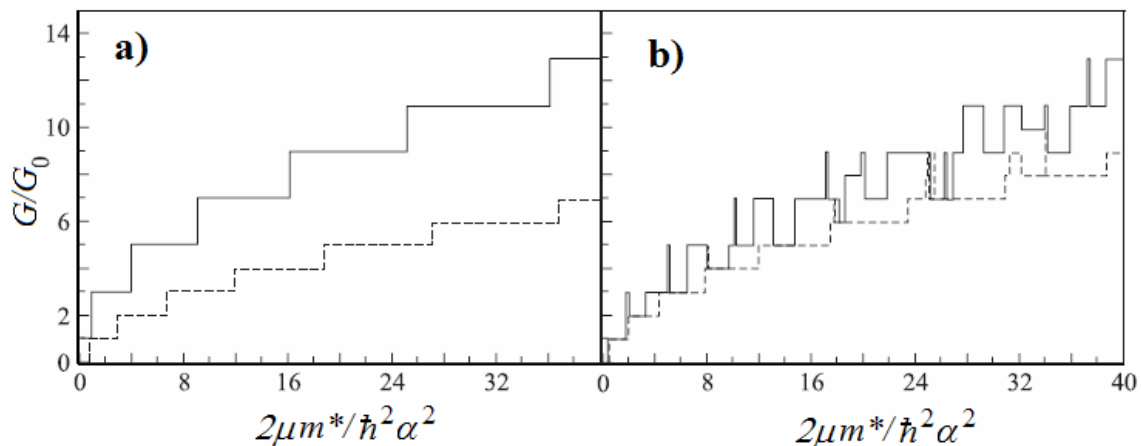


Рис. 3. Баллистический кондактанс при $\alpha R = \sqrt{0.5}$, $\Phi/\Phi_0 = 0$. **a)** $V = 0$ (сплошная линия) и $V = \infty$ (штриховая). **b)** $V = 3$ (сплошная линия) и $V = 30$ (штриховая).

В Разделе 3.2 рассмотрен равновесный магнитный момент трубки M_0 . Расчет производится при постоянном химическом потенциале электронного газа. Показано, что M_0 не зависит от направления вращения спирали и меняет знак при изменении направления магнитного поля. Из свойств спектра следует, что M_0 – периодическая функция потока, причем на периоде $0 \leq \Phi/\Phi_0 \leq 1$ он является нечетной функцией (Рис. 4).

В отличие от квантового цилиндра [10], равновесный момент трубки со спиральной симметрией при $T=0$ может иметь более двух особенностей–изломов как функция Φ/Φ_0 на единичном периоде. Изломы обусловлены пересечениями уровнем Ферми локальных экстремумов энергии. В общем случае количество изломов и нулей M_0 сложным образом зависит от положения E_F , периода спирали и величины V . При больших значениях V экстремумы энергии на подзонах исчезают и момент становится гладкой функцией (Рис. 4). При $V \gg 1$ для момента единицы длины трубки получено аналитическое выражение:

$$M_0 = -\mu_B^* \Theta(E_F, |\alpha R|) \frac{1}{V} \sin(2\pi\Phi/\Phi_0), \quad (8)$$

где $\mu_B^* = e\hbar/2m^*c$ – эффективный магнетон Бора, $\Theta(E_F, |\alpha R|)$ – функция, зависящая от положения уровня Ферми и периода спирали.

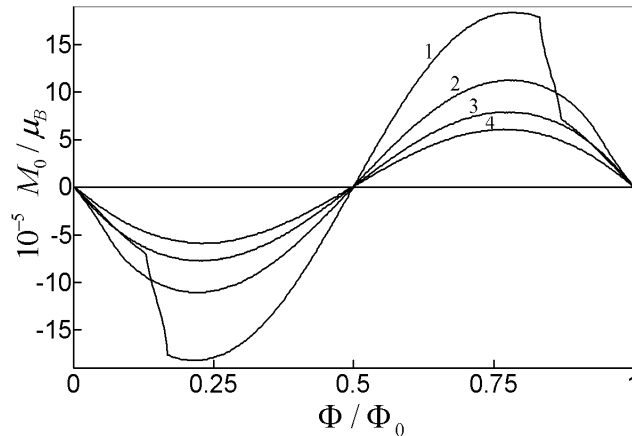


Рис. 4. Равновесный магнитный момент при $E_F/\varepsilon^* = 56$, $\alpha^2 R^2 = 1.1$. Номеру кривой $N = 1, 2, 3, 4$ соответствует значение спирального потенциала $V = 30N$.

В Разделе 3.3 рассматривается магнитный момент трубки M_I , индуцированный баллистическим током. M_I пропорционален циркулярной компоненте тока, существование которой обусловлено спиральной симметрией системы. Индуцированный момент ищется как добавка к равносному моменту, возникающая вследствие наличия разности потенциалов U между электронными резервуарами, которые соединяет трубка.

При нулевой температуре M_I как функция Φ/Φ_0 имеет особенности при тех же значениях потока, которые соответствуют скачкам баллистического кондактанса и изломам равновесного момента. Особенности представляют собой сочетание излома и скачка (Рис. 5).

На единичном периоде по потоку M_I является четной функцией, при смене направления вращения спирали меняет знак. С ростом V , по достижении некоторого значения $V_C = V_C(E_F, \alpha R)$ M_I становится гладкой функцией магнитного потока аналогично равновсному моменту.

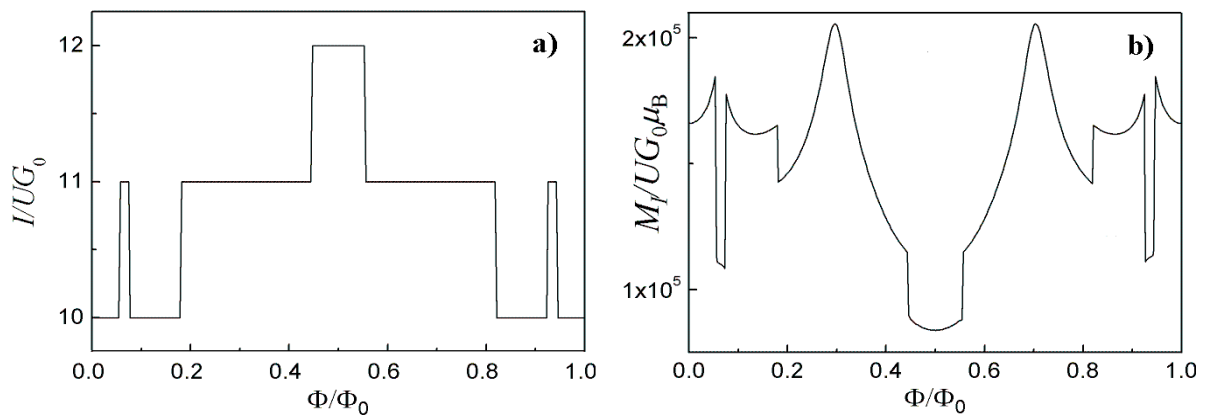


Рис. 5. а) Баллистический ток, протекающий по трубке при $R = 0.1$ мкм, $\alpha R = 1.1$, $E_F = 56\varepsilon^*$, $V = 10$. б) Магнитный момент единицы длины, обусловленный током.

Интересно, что полный ток при $V > V_C$ от потока не зависит. Зависимость индуктивности в баллистическом режиме $L = M_I / I$ от внешнего магнитного потока является специфической особенностью квантового соленоида, которым является нанотрубка со спиральной симметрией.

При $V \gg 1$ найдено явное выражение для момента M_I :

$$M_I = M_I^{Rib} + M_I^V, \quad (9)$$

где

$$M_I^{Rib} = \mu_B^* \frac{eU}{\varepsilon^*} \frac{L\alpha}{4\pi} m_R,$$

$$M_I^V = \mu_B^* \frac{eU}{\varepsilon^*} L\alpha \frac{1}{V} \Upsilon(E_F, |\alpha R|) \cos\left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right). \quad (10)$$

Здесь M_I^{Rib} – индуцированный момент спиральной ленты, m_R – число подзон спектра ленты, пересекающих уровень Ферми, $\Upsilon(E_F, |\alpha R|)$ – функция, зависящая от уровня Ферми и периода спирали.

В **Главе 4** рассмотрено внутризонное поглощение оптического излучения, плоскость поляризации которого лежит вдоль оси трубки.

В **Разделе 4.1** рассматривается поглощение падающего излучения. В расчетах используется приближение постоянного времени релаксации импульса электрона τ . Найдены матричные элементы оператора возмущения, из вида которых следует, что вынужденные электронные переходы вертикальны – происходят без изменения значения k .

Поглощаемую мощность W можно представить как сумму парциальных мощностей W_{mn} , соответствующих поглощению при переходах электронов из m -й подзоны в n -ю. В пределе спиральной ленты электронные переходы возможны только между подзонами с номерами разной четности и максимумы поглощения соответствуют частотам из ряда

$$\omega_{2N+1} = \omega_0 \frac{\alpha^2 R^2}{4\gamma} (2N+1), \quad (11)$$

где $\omega_0 = \varepsilon^* / \hbar$, $N = 1, 2, \dots$. При этом W_{mn} как функция частоты представляется функцией Лоренца. В большинстве случаев каждая частота из ряда (11) соответствует переходам между одной парой подзон. Из полученных аналитических выражений следует, что наибольшую интенсивность

имеют пики поглощения, соответствующие переходам между соседними подзонами (Рис. 6а).

Поглощением, обусловленным переходами между подзонами одной четности, можно пренебречь и для трубки при любом V . Пики поглощения в случае конечного V имеют характерную двугорбую форму (Рис. 6б). Максимумы W_{mn} соответствуют переходам электронов между состояниями вблизи локальных экстремумов энергии и обусловлены повышенной плотностью электронных состояний на этих участках спектра (3). Влияние магнитного поля сводится к изменению относительной интенсивности максимумов W_{mn} .

При уменьшении V экстремумы энергии на соседних подзонах сближаются, что приводит к слиянию всех пиков поглощения в один, амплитуда которого уменьшается при стремлении V к нулю.

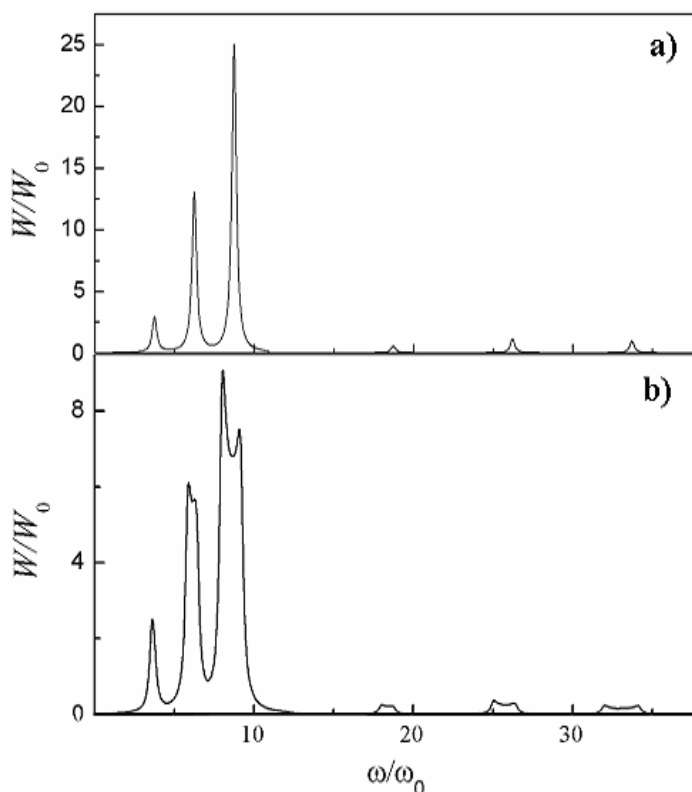


Рис. 6. Мощность W , поглощаемая на единице длины трубки. **а)** $V = 300$; **б)** $V = 30$. $W_0 = 8e^2 E_0^2 R / \hbar$, $\alpha R = 2$, $\Phi / \Phi_0 = 0.33$, $R = 0.05$ мкм, $\tau = 10^{-11}$ с, $E_F = 2.5$ мэВ. Первые три пика соответствуют W_{12} , W_{23} , W_{34} . Следующие – W_{14} , W_{25} , W_{36} соответственно.

Раздел 4.2 посвящен рассмотрению магнитоиндуцированного линейного фотогальванического эффекта (ЛФГЭ). Эффект состоит в появлении постоянного тока в системе при поглощении падающего излучения. Необходимым условием существования тока является магнитное поле, обеспечивающее невыполнение принципа детального равновесия в электронной подсистеме при наличии оптического возмущения [6, 11].

При малой интенсивности излучения фототок является откликом второго порядка по электрическому полю и ищется как постоянная по времени часть оператора тока вдоль оси трубки. Для упрощения расчетов используем результаты предыдущего раздела, из которых следует, что области поглощения, соответствующие различным парам подзон m и n , слабо перекрываются при достаточно большом значении V и периоде спирали порядка радиуса трубки. Это позволяет искать ток, ограничившись двумя подзонами, связанными возмущением. Парциальный ток I_{mn} в системе из подзон m и n представим в виде суммы «диагонального» и «недиагонального» токов:

$$I_{mn} = I_{mn}^D + I_{mn}^N. \quad (12)$$

Недиагональный вклад мал и приводит лишь к слабому искажению формы линии тока. При $T=0$ и $V \gg 1$ получено явное выражение тока I_{mn} через параметры трубки. Основной вклад в ток при этом имеет вид:

$$I_{mn}^D = -I_0 \frac{\alpha}{|\alpha|} (\alpha R)^4 \frac{\omega_0^4}{\omega^2} \frac{1}{V} \frac{g_{mn} \cdot h_{mn}}{(\omega_{mn} - \omega)^2 + (1/2\tau)^2} \sin\left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right), \quad (13)$$

где

$$I_0 = 16 \frac{e^3 E_0^2 m^* R^4}{\pi^2 \hbar^3},$$

$$g_{mn} = (-1)^m \frac{m^2 n^2}{(n^2 - m^2)^2} (n^2 + m^2), \quad (14)$$

$$h_{mn} = \sin(2\pi \gamma K_m^{Rib}) - \sin(2\pi \gamma K_n^{Rib}).$$

Здесь

$$K_m^{Rib} = \sqrt{\frac{E_F}{\gamma \varepsilon^*} - \frac{\alpha^2 R^2 m^2}{\gamma^2 4}}. \quad (15)$$

Частота ω_{mn} принимает значения (11). Амплитуда тока, как следует из (14) и (15), осциллирует как функция уровня Ферми. Направление тока определяется величиной E_F и номерами подзон m и n (Рис.7).

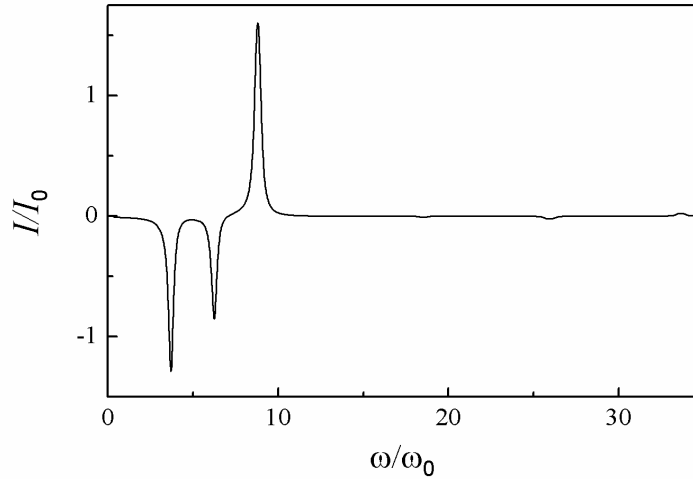


Рис. 7. Фототок. $R = 0.05 \text{ мкм}$, $\alpha R = 2$, $V = 60$, $E_F = 2.5 \text{ мэВ}$, $\Phi/\Phi_0 = 0.3$.

В Разделе 4.3 рассматривается ЛФГЭ в сильном поле, когда частота вынужденных переходов между подзонами много больше обратного времени релаксации $1/\tau$. В этом случае взаимодействие с излучением не является малым возмущением. Переходя к квазичастичному представлению, производим диагонализацию гамильтониана с включенными в него членами электрон-фотонного взаимодействия. При этом получаем точное выражение для парциального тока при $T=0$. Аналогично предыдущему разделу при $V \gg 1$ фототок представляется в виде явной функции параметров трубки (обозначения аналогичны (14) и (15)):

$$I_{mn} = -I_0 \frac{\alpha}{|\alpha|} (\alpha R)^4 \frac{\omega_0^4}{\omega^2} \frac{1}{V} \frac{g_{mn} h_{mn}}{(\omega_{mn} - \omega)^2 + \lambda_{mn}^2} \sin\left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right), \quad (16)$$

$$\lambda_{mn} = \alpha \frac{4eE_0}{\pi t^* \omega} \frac{mn}{(m-n)(m+n)}. \quad (17)$$

Ширина линии парциального тока I_{mn} при сильном излучении зависит от номеров соответствующих подзон. Наиболее широкие пики соответствуют соседним подзонам, поскольку в этом случае максимален матричный элемент возмущения λ_{mn} . Вблизи резонанса знаменатель и числитель (16) в значительной мере компенсируют друг друга, благодаря чему интенсивность всех парциальных токов одного порядка. Зависимость λ_{mn} от частоты приводит также к искажению лоренцевской формы тока, имеющей место в слабом поле (Рис. 8).

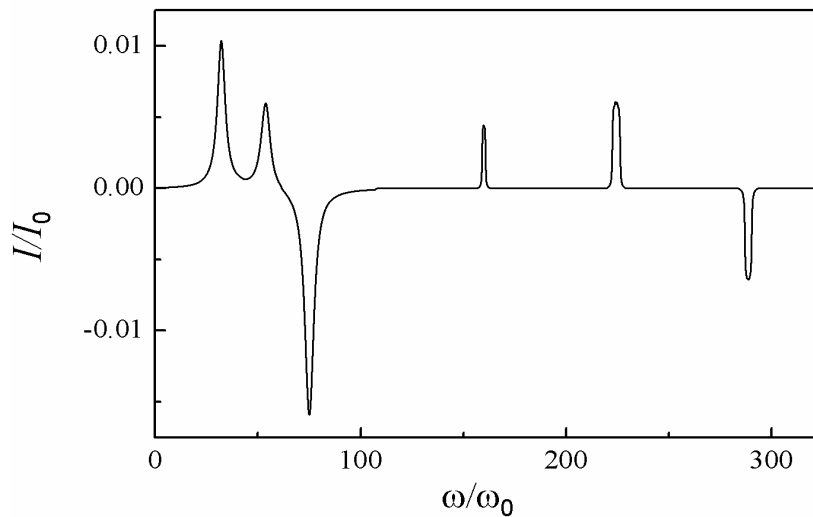


Рис 8. Фототок при сильном излучении $I = 5 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$, $R = 0.05 \text{ мкм}$, $V = 80$, $\Phi/\Phi_0 = 0.2$, $\alpha R = 6.5$, $E_F = 17 \text{ мэВ}$, $m^* = 0.067m_0$, m_0 –масса электрона, $I_0 = 8 \cdot 10^{-6} \text{ А}$.

Заключение содержит основные результаты диссертационной работы:

1. Построена модель, позволяющая найти аналитические выражения для электронного спектра трубки и двумерной ленты со спиральной симметрией.
2. Исследован баллистический транспорт через нанотрубку со спиральной симметрией. Показано, что баллистический контактанс является немонотонной функцией химического потенциала системы, найдены его предельно возможные значения при заданном химическом потенциале.

3. Показано, что при большой амплитуде спирального потенциала равновесный магнитный момент трубки является гладкой функцией магнитного потока, а при малой – имеет изломы. Найдено аналитическое выражение для момента при больших значениях потенциала.
4. Изучено влияние параметров спирального потенциала и внешнего магнитного поля на характер резонансного поглощения продольно-поляризованного излучения нанотрубкой со спиральной симметрией.
5. Исследован магнитоиндуцированный фотогальванический эффект. Получены аналитические формулы для стационарного тока. Показано, что основной вклад в ток при малой мощности излучения дают переходы между соседними подзонами спектра. При высокой мощности излучения пики фототока, соответствующие переходам между соседними подзонами, имеют наибольшую ширину.

В Приложении А вычислены нормировочные коэффициенты волновых функций и матричные элементы оператора продольного импульса.

РАБОТЫ, ОПУБЛИКОВАННЫЕ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- A1. Григорькин А. А., Дунаевский С.М., «Электронный спектр и баллистический транспорт спиральных нанотрубок», ФТТ **49**, 557-561 (2007).
- A2. Григорькин А. А., Дунаевский С.М., «Магнитный момент нанотрубки со спиральной симметрией», ФТТ **50**, 507-511 (2008).
- A3. Григорькин А. А., Дунаевский С.М., «Оптическое поглощение в нанотрубке со спиральной симметрией», ФТТ **51**, 403-409 (2009).
- A4. Григорькин А.А. «Спектр и кондактанс хиральной нанотрубки», Тезисы докладов Седьмой всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, Санкт-Петербург, 2005, 51-52.

- A5. Григорькин А.А. «Хиральная нанотрубка в магнитном поле», Тезисы докладов 2-ой зимней молодежной школы-конференции «Магнитный резонанс и его приложения», Санкт-Петербург, 2005, 42-43.
- A6. Григорькин А.А., Дунаевский С.М. «Электронный спектр нанотрубки и тора со спиральной симметрией», Сб. трудов 5-й всероссийской молодежной школы «Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение», Саранск, 2006, 21-22.
- A7. Григорькин А.А. «Оптические свойства спиральной нанотрубки», Тезисы докладов Восьмой всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, Санкт-Петербург, 2006, 41-42.
- A8. Григорькин А.А., Дунаевский С.М. «Магнитный момент спиральной нанотрубки», Сб. трудов 6-й всероссийской молодежной школы «Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение», Саранск, 2007, 23-24.
- A9. Григорькин А.А. «Фотогальванический эффект в спиральной нанотрубки», Тезисы докладов Седьмой всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, Санкт-Петербург, 2007, 35-36.
- A10. Григорькин А.А., Дунаевский С.М. «Фотогальванический эффект в нанотрубки со спиральной симметрией», Сб. трудов 8-й всероссийской молодежной школы «Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение», Саранск, 2008, 23-24.
- A11. Григорькин А.А., Дунаевский С.М. «Магнитоиндуцированный линейный фотогальванический эффект в нанотрубки со спиральной

ной симметрией», Сборник тезисов докладов участников Международного конкурса научных работ молодых ученых в области нанотехнологий, Москва, 2008, 14-15.

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

-
- [1] V.Ya. Prinz, Physika E **24**, 54 (2004).
 - [2] Ch. Deneke, O.G. Schmidt. Appl. Phys. Lett. **85**, 2914 (2004).
 - [3] В.Я. Демиховский, А.А. Перов. Письма в ЖЭТФ **76**, 723 (2002).
 - [4] A.G.Pogosov, M.V. Budantsev, O.V. Kibis, A. Pouydebasque, D.K. Maude, J.C. Portal. Phys. Rev. B **61**, 15603 (2000).
 - [5] O.V. Kibis, Physika E **12**, 741-744 (2002).
 - [6] E. L. Ivchenko, B.Spivak. Phys. Rev. B **66**, 155404 (2002).
 - [7] Л. И. Магарилл, М. В. Энтин, ЖЭТФ **123**, 867 (2003).
 - [8] R. Landauer. IBM J.Res. Dev. **1**, 223 (1957).
 - [9] В. М. Галицкий, С.П. Гореславский, В.Ф. Елесин. ЖЭТФ, **57**, 207 (1969).
 - [10] И.И. Чучаев, В.А. Маргулис, А.В. Шорохов, С.Е. Холодова. ФТТ **41**, 856 (1999).
 - [11] В.И. Белинчер, Б.И. Стурман. УФН **130**, 415 (1980) .