

На правах рукописи

Нухов Азим Кадимович

**Теоретическое исследование магнитных и электронных свойств  
низкоразмерных ферромагнетиков и электронных систем,  
взаимодействующих с графеном**

01.04.02 – Теоретическая физика

**АВТОРЕФЕРАТ**  
диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

**Махачкала 2013**

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего профессионального образования Дагестанский государственный университет.

**Научный руководитель** доктор физико-математических наук,  
профессор Мусаев Гапиз Мусаевич

**Официальные оппоненты:** доктор физико-математических наук,  
профессор Рухадзе Анри Амвросьевич

кандидат физико-математических наук  
Кугель Климент Ильич

**Ведущая организация** Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт спектроскопии  
Российской академии наук

Защита состоится «19» ноября 2013 года в 14-00 часов на заседании диссертационного совета Д 212.156.03 при федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)», расположенном по адресу: 141707, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке МФТИ.

Автореферат разослан

«18» октября 2013 года.

Ученый секретарь диссертационного совета

Арсенин А.В.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** Неуклонно нарастающий интерес современной общественности к нанотехнологиям выдвинул исследования в области низкоразмерных систем в одно из приоритетных научных направлений в физике. По многим прогнозам, «именно развитие нанотехнологий определит облик XXI века, подобно тому, как открытие атомной энергии, изобретение лазера и транзистора определили облик XX столетия».

Одной из актуальных проблем физики низкоразмерных структур является исследование их магнитных свойств [1]. Усиливающийся интерес к изучению низкоразмерного магнетизма обусловлен, прежде всего, обнаружением необычных магнитных свойств высокотемпературных сверхпроводников на основе меди [2]. Другое обстоятельство, усиливающее интерес к изучению низкоразмерного магнетизма связано с возможностью варьирования свойств низкоразмерных структур и создания на их основе твердотельных структур с управляемыми параметрами [3-5].

При рассмотрении магнитных свойств низкоразмерных систем становятся существенными так называемые поверхностные эффекты [6,7]. Это связано с теми особенностями, которые претерпевают взаимодействия между частицами при переходе от объёмной части системы к приповерхностным слоям. К сожалению, в настоящее время, в вопросе о поверхностном магнетизме пока нет единой научной точки зрения. Согласно одним данным поверхностный слой атомов магнетиков вообще не обладает магнетизмом. А согласно другим данным магнитные моменты атомов поверхностного слоя намного превосходят магнитные моменты атомов находящихся в глубине объёма. В связи с этим возникает необходимость построения последовательной теории поверхностного магнетизма, учитывающей все аспекты современного научного представления в данной области науки.

Другой очень интересной областью физики низкоразмерных систем являются исследования проводимые в области графена. Недавние успехи в получении графена, монослоя атомов углерода, образующих плотную двумерную кристаллическую структуру и открытия его уникальных электронных свойств привлекли внимание многих исследователей [8,9]. Повышенный интерес к изучению графена вызван двумя обстоятельствами. Во-первых, графен, благодаря своим уникальным свойствам, находит широкое применение в наноэлектронике [10]. С другой стороны, графен представляет собой идеальную систему для развития и проверки теоретических моделей. Это связано с тем, что этот материал дает возможность работать с безмассовыми фермионами, не имеющими аналогов среди элементарных частиц. Последнее обстоятельство позволяет наблюдать в графене квантово-электродинамические эффекты, в частности, клейновское туннелирование [11], что обычно было сопряжено с созданием больших полей.

Одним из актуальных направлений стало исследование электронных свойств эпитаксиального графена [12]. Это обусловлено тем, что при создании приборных

структур на основе графена, а также экспериментальном изучении свойств самого графена необходимо иметь металлические и полупроводниковые контакты. Кроме того, каталитический рост графена на поверхности металлов и полупроводников является одним из методов получения графена. Особый интерес представляет исследование электронных состояний системы «эпитаксиальный графен–низкоразмерная структура». Этот интерес вызван несколькими причинами. Во-первых, варьирование свойств низкоразмерных структур [12] дает возможность управляемого воздействия на свойства графена. Во-вторых, возможна обратная ситуация, когда с помощью графена можно варьировать свойства низкоразмерных структур, взаимодействующих с графеном. Последнее представляет наибольший интерес с прикладной точки зрения.

**Целью работы** является теоретическое исследование магнитных и электронных свойств низкоразмерных систем на примере классического ферромагнитного кристалла и взаимодействующих с графеном низкоразмерных электронных систем.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Построить модельный Гамильтониан обменного взаимодействия, основанный на представлении об обменных взаимодействиях, действующих в приповерхностных слоях, и позволяющий исследовать свойства ограниченных ферромагнетиков.
2. Рассчитать энергетический спектр системы спиновых волн, учитывающий особенности обменных взаимодействий в приповерхностной области ограниченных классических ферромагнитных кристаллов.
3. Рассмотреть влияние локальной геометрии поверхности на время поверхностной релаксации спиновых возбуждений. И рассмотреть условия, при которых происходит резонансное поглощение энергии спиновых волн поверхностью.
4. Исследовать электронные состояния взаимодействующих низкоразмерных систем «графен-размерно-квантованная плёнка» и рассмотреть зависимость плотности состояний и величины переходящего заряда от толщины плёнки.
5. Рассмотреть электронные состояния взаимодействующей электронной системы «графен-размерно-квантованная плёнка» в продольном и поперечном магнитных полях. Дать качественное объяснение зависимости электронных свойств такой системы от величины прикладываемого магнитного поля, и рассмотреть возможность управляемого воздействия на электронные состояния как графена так и другой взаимодействующей с ней электронной системы.
6. Исследовать электронные состояния системы «графен – квантовая точка» в электрическом поле. Рассмотреть зависимость величины переходящего заряда от величины прикладываемого электрического поля и возможность управляемого воздействия на электронные состояния рассматриваемой системы.

**Научная новизна работы**

1. Построен Гамильтониан в нулевом приближении по обменному взаимодействию, с учётом специфики обменных взаимодействий, действующих в приповерхностных

- слоях, и позволяющий исследовать свойства ограниченных классических ферромагнетиков.
2. Произведён расчёт для спектра элементарных возбуждений ферромагнитной системы, ограниченной некоторой поверхностью, придерживаясь стандартного метода диагонализации гамильтониана. Получены соотношения, которые полностью определяют «поверхностный» спектр системы в нулевом приближении по спин-спиновому взаимодействию.
  3. Вычислено время поверхностной релаксации спиновых возбуждений, и получено выражение, показывающее зависимость времени поверхностной релаксации от геометрического фактора, который определяется только локальной геометрией поверхности. А также приведены условия, при которых происходит резонансное поглощение энергии спиновых волн поверхностью.
  4. Получены плотность электронных состояний и величина переходящего заряда в рамках модели Андерсона-Ньюнса для низкоразмерной взаимодействующей электронной системы «графен + размерно-квантованная плёнка». И показана зависимость величины переходящего заряда от толщины плёнки.
  5. Показана зависимость величины переходящего заряда для низкоразмерной взаимодействующей системы «эпитаксиальный графен + размерно-квантованная плёнка» от продольного и поперечного магнитных полей.
  6. В модели Андерсона-Ньюнса рассчитаны плотность состояний и величина переходящего заряда для низкоразмерной взаимодействующей системы «квантовая точка – монослой графена – подложка  $SiO_2 + n^+ Si$ » при приложении поперечного электрического поля. Показана возможность управления электронными состояниями и величиной переходящего заряда с помощью напряжения прилагаемого поля.

**Теоретическая значимость** данной работы заключается в том, что полученные в ней результаты могут быть использованы для создания микроскопической теории поверхностного ферромагнетизма, установления влияния геометрии поверхности на спектр спиновых возбуждений и термодинамических параметров ферромагнетика, а также уточнения и развития имеющихся феноменологических теорий ограниченных ферромагнитных систем на случаи более сложных порядков приближений. Эта значимость усиливается тем фактом, что, к сожалению, вклад современной теоретической физики твёрдого тела в решение этих практически важных вопросов остаётся всё ещё недостаточным. Также развит аппарат квантовых равновесных и неравновесных функций Грина в формализме Каданова-Бейма для исследования системы «эпитаксиальный графен + размерно-квантованная плёнка». На примере системы «квантовая точка–графен–подложка  $SiO_2 + n^+ Si$ » рассмотрены теоретические аспекты управляемого влияния на электронные состояния.

**Практическая значимость.** Говоря о практическом значении, нельзя не сказать, что большинство эффектов, которые используются в современной полупроводниковой микроэлектронике, основано на явлениях и процессах происходящих на поверхностях

раздела. И в этой связи, является практически очень важным детально разобраться в механизме и характере протекания «поверхностных» процессов, а также установить их влияние на различные свойства низкоразмерных систем. Также большой интерес с практической точки зрения к изучению низкоразмерного магнетизма связан с возможностью варьирования свойств низкоразмерных структур и создания на их основе твердотельных структур с управляемыми параметрами. Полученные в данной работе результаты показывающие влияние магнитного и электрического полей на электронные состояния низкоразмерной системы «графен – размерно-квантованная плёнка», «квантовая точка – монослой графена -подложка  $SiO_2 + n^+ Si$ », а также зависимость величины переходящего заряда от толщины плёнки представляют большую практическую ценность для решения этой задачи.

#### **Основные положения выносимые на защиту**

1. Поверхностный Гамильтониан для системы спин-спинового взаимодействия классического ферромагнитного кристалла ограниченного некоторой поверхностью.
2. Энергетический спектр элементарных спиновых возбуждений с учётом локальной геометрии поверхности для классического ферромагнитного кристалла.
3. Влияние поверхности на релаксационные параметры системы спиновых возбуждений (ферромагнонов) в низкоразмерных ферромагнетиках при низких температурах.
4. Зависимость величины переходящего заряда от толщины плёнки для низкоразмерной взаимодействующей системы «графен-размерно-квантованная плёнка».
5. Зависимость плотности электронных состояний и величины переходящего заряда взаимодействующей электронной системы «графен-размерно-квантованная металлическая плёнка» от продольного и поперечного магнитных полей.
6. Возможность управляемого воздействия на электронные состояния и величину переходящего заряда взаимодействующей системы «квантовая точка – монослой графена + подложка  $SiO_2 + n^+ Si$ » с помощью напряжения электрического поля.

**Личный вклад автора.** В данной диссертации обобщены результаты, полученные автором лично или при активном его участии. В работах выполненных в соавторстве, научный вклад автора является решающим.

**Достоверность** полученных результатов обеспечивается правильным проведением теоретических исследований с применением методов квантовой статистической физики, неплохим согласием с экспериментальными данными, а также сопоставлением с другими результатами аналогичных исследований.

**Апробация работы.** Основные результаты и материалы данного диссертационного исследования докладывались на следующих научных событиях:

XV, XVIII, XIX, Международных конференциях молодых учёных, студентов и аспирантов «ЛОМОНОСОВ», Москва, 2008, 2011, 2012.; 46-ой школе ФГБУ «ПИЯФ» по физике конденсированного состояния, Санкт-Петербург, 2012; XII, XVII, XVIII Всероссийских научных конференциях студентов физиков и молодых учёных ВНКСФ, Новосибирск 2006, Екатеринбург 2011, Красноярск 2012; VII Всероссийской конференции

по физической электронике «ФЭ-2012», Махачкала, 2012; XII, XIII, XIV конференциях ДГУ по современным проблемам фундаментальной науки, Махачкала, 2010, 2011, 2012;

### **Публикации**

По теме данной диссертации опубликовано 16 работ, в том числе 4 в журналах рекомендованных ВАК РФ.

### **Структура и объём диссертации**

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и основных выводов, списка литературы. Общий объём диссертации составляет 116 страниц, включая 16 рисунков и список литературы, содержащий 103 наименований.

### **КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

**Во введении** обосновывается актуальность темы, формулируются цель и задачи, научная новизна, практическая значимость, положения, выносимые на защиту, структура и объём данного диссертационного исследования. Также во введении представляется апробация работы и перечень опубликованных работ по теме диссертации.

**В первой главе** на основе анализа современного состояния области диссертационного исследования обоснована постановка задачи. Проведён анализ ранее опубликованных работ по рассматриваемой теме и выявлены наиболее актуальные направления развития и уточнения существующих теорий на более сложные случаи.

Приведены основы теории ферромагнетизма, предшествующие созданию классической теории спиновых волн. Также подробно приведены основы классической теории спиновых волн. Подробно рассмотрены вопросы построения обменного Гамильтониана и определения спектра спиновых возбуждений методом диагонализации Гамильтониана. Приведена методика применения метода двухвременных температурных функций Грина к теории ферромагнетизма.

**Во второй главе** проведено уточнение классической теории спиновых волн для случая низкоразмерных ферромагнетиков, когда поверхностные эффекты играют существенную роль. Построен модельный гамильтониан, учитывающий вклад поверхностной энергии магнитных возбуждений (спиновых волн) в энергию магнитных возбуждений ферромагнитного кристалла. Получены соотношения полностью определяющие «поверхностный» энергетический спектр спиновых возбуждений в нулевом приближении по спин-спиновому взаимодействию в области достаточно низких температур, когда плотность возбуждений очень мала.

Как известно [13,14] в классической теории спиновых волн исходят из модельного гамильтониана

$$\hat{H}_s = E_0 - \sum A_{ik} \hat{S}_i \hat{S}_k \quad (1)$$

$\hat{H}_s$  -обменный гамильтониан,  $\hat{S}_i$  -оператор вектора спина отдельного электрона со спиновым квантовым числом  $S = 1/2$ ,  $E_0$  -основной уровень рассматриваемой системы,  $A_{ik}$  -соответствующие константы обменного взаимодействия соседних узлов.

После проведения над данным гамильтонианом (1) процедуры «феноменологизации» он переходит в основной гамильтониан классической теории

$$E_{ex} = -\frac{2za}{d^3} \int j^2(\mathbf{r}) d\mathbf{r} + \frac{2A}{d} \int j(\mathbf{r}) \Delta j(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (2)$$

Нарушение однородности намагниченности при условии законности приближения непрерывной среды ( $\lambda \gg d$ , где  $\lambda$  длина волны соответствующих колебаний, а  $d$  среднее расстояние между ближайшими соседними ионами кристалла), приводит к появлению добавки к обменной энергии, которая с точностью до поверхностных эффектов равна

$$E_{ex} = -\frac{2A}{d^3} \int [(\nabla j_x)^2 + (\nabla j_y)^2 + (\nabla j_z)^2] d\mathbf{r} \quad (3)$$

Таким образом, в данной теории не рассматривается влияние поверхностных эффектов на формирование спинового спектра, что, вообще говоря, является законным лишь в случае малости поверхностной энергии по сравнению с (3) т.е. в случае массивных образцов. Построение таких, более общих классических теорий представляется достаточно интересным хотя бы потому, что в физических следствиях таких теорий может быть явно показана зависимость спектра, а с ним и всех свойств от размерной структуры системы.

Проведём расчёт для спектра элементарных возбуждений ферромагнитной системы ограниченной некоторой произвольной поверхностью, на которую мы пока не будем налагать никаких определённых условий, придерживаясь стандартного метода диагонализации гамильтониана (3). Для этого необходимо к выражению (3) добавить член, связанный с поверхностными эффектами, а именно:

$$\Delta E_s = -\frac{2A}{d^3} \int [(\nabla j_x)^2 + (\nabla j_y)^2 + (\nabla j_z)^2] d\mathbf{r} + \frac{A}{d} \oint \nabla_n j^2 d\sigma \quad (4)$$

где  $\nabla_n j^2 = \frac{\partial}{\partial n} (j_x^2 + j_y^2 + j_z^2)$ , а интегрирование ведётся по поверхности всего ферромагнитного образца,  $\partial / \partial n$  - производная по нормали к этой поверхности.

Таким образом, для части обменной энергии связанной с поверхностным действием  $\Delta E_{s_2}$  можно получить следующую каноническую форму

$$\begin{aligned} \Delta E_{s_2} = & -i \cdot \frac{\alpha^2 A}{I_0^2 d^2} \cdot \sum_k \left( \int \text{Im}(D_n^+(k, k)) d\mathbf{r} \right) \cdot q_k^+ q_k + \\ & + \frac{\alpha^2 A}{I_0^2 d^2} \cdot \sum_{k, k'} \left( \int [D_n(k, k) \cdot e_{kk'}^- + D_n^+(k, k) \cdot e_{kk'}^-] \cdot d\mathbf{r} \right) q_{k'}^+ q_k \end{aligned} \quad (5)$$

где через  $D$  обозначены функции волновых векторов  $k, k'$ :

$$D(k, k') = -(n_l(k' - k^l)) \cdot (n_j k^j) + i \cdot [(\nabla^l n_l) \cdot (n_j k^j) + (\nabla^l n_j) \cdot (n_l k^l)], \quad i = \sqrt{-1} \quad (6)$$

$$D^+(k, k') = (D(k, k'))^+, D^+(k, k') = -i \cdot \text{Im}(D_n^+(k, k)) = -i [(\nabla^l n_l) \cdot (n_j k^j) + (\nabla^l n_j) \cdot (n_l k^l)]$$

Полученная каноническая форма (5) для «поверхностной» части обменной энергии позволяет нам вычислить теперь спектр элементарных возбуждений системы.



Разумеется, спектр возбуждений рассматривается здесь в нулевом приближении по взаимодействию спиновых волн между собой и, имеет смысл, строго говоря, лишь в области достаточно низких температур, когда плотность возбуждений очень мала. Поэтому, дальнейшие расчёты по вычислению спектра связаны с несложной процедурой диагонализации (5). После проведения данной процедуры, с помощью соответствующих математических операций, можно получить соотношения, которые полностью определяют «поверхностный» спектр системы в рассматриваемом нулевом приближении по спин-спиновому взаимодействию:

$$\text{Im}(\Delta E_{s_2}) = \left( \frac{\alpha^2 AV}{I_0^2 d^2} \right) \cdot \sum \lambda_n(k, \bar{\mathbf{r}}) \quad (7)(2.45,a) \quad \Delta E_{s_2} = i \cdot \text{Im}(\Delta E_{s_2}) \quad (7)$$

$$\text{функция } \lambda_n(k, \bar{\mathbf{r}}), \text{ равная } V \cdot \lambda_n(k, \bar{\mathbf{r}}) = 2 \cdot \text{Im}(L_0^-(k, \bar{\mathbf{r}})) - \int \text{Im}(D_n^+(k, k')) \cdot d\mathbf{r}, \quad (8)$$

задаёт закон дисперсии. Конечные размеры здесь учитываются введением характеристической функции  $\mathbf{r} = \bar{\mathbf{r}}$ .

Функция  $L_0^\pm(k, \bar{\mathbf{r}})$  равна:

$$L_0^\pm(k, \mathbf{r}) = \sum_{m_1 m_2} (\hat{g}_{m_1}^{jl})^\pm(k, k') \cdot \delta^{ll'} \cdot (\beta_{m_1})_l \cdot (\beta_{m_2})_j \cdot \tilde{P} \left\{ \begin{matrix} m_1 m_2 \\ l, j \end{matrix} \right\}(\mathbf{r}) \quad (9)$$

и обладает свойствами:

$$L_0^\pm(k, \mathbf{r}) = i \cdot \text{Im}(L_0^\pm(k, \mathbf{r})), \quad L_0^+(k, \bar{\mathbf{r}}) = -L_0^-(k, \bar{\mathbf{r}})$$

$$\tilde{P} \left\{ \begin{matrix} m_1, m_2 \\ l, j \end{matrix} \right\}(\mathbf{r}) = \begin{cases} P_{m_1+m_2, m_1+m_2}(\mathbf{r}); l = j \\ P_{m_1, m_2}(\mathbf{r}) \cdot P_{m_1, m_2}(\mathbf{r}); l \neq j \end{cases} - \text{полином с объединённым символом двух}$$

форм. Используя выражения (7а,б), можно записать и общий спектр элементарных спиновых возбуждений системы в отсутствие взаимодействия, дополненного «поверхностным» спектром спиновых волн:

$$\Delta E_s = \sum \left( \frac{4\mu A}{I_0 d} \cdot k^2 + \mu h + i \frac{4\mu A}{I_0 d} \lambda_n(k, \bar{\mathbf{r}}) \right) q_k^+ q_k \quad (10)$$

В выражении (10) первая часть суммы является блоховским спиновым спектром ферромагнетика (точнее ферромагнитного диэлектрика) во внешнем магнитном поле, с квадратичной по квазиимпульсу  $k$  дисперсией.

Отметим некоторые основные особенности полученного спектра ферромагнетика. Прежде всего, заметим, что изменение обменной энергии (3), возникающее в результате дополнительного подмагничивающего воздействия поверхности системы, как следует из (7б), является чисто мнимой величиной. Такой результат расчётов может быть обусловлен исключительно действием собственно самой поверхности на спиновые возбуждения системы. Иначе говоря, одно лишь непосредственное наличие поверхности, без указания дополнительных условий относительно характера квазичастичного взаимодействия, уже приводит к ограничению во времени жизни спиновых возбуждений. Это тем более так, ибо другой фактор, ограничивающий времена жизни элементарных возбуждений, связанный с наличием

взаимодействия между ними, как было неоднократно указано выше, в данных расчётах не учтён. Главной задачей являлось нахождение основных спектральных соотношений, лежащих в основе классической теории спиновых волн, при учёте в ней только геометрии ограничивающей поверхности, с возможным дальнейшим обобщением на более сложные случаи учёта взаимодействия. Во-вторых, закон дисперсии, задаваемый функцией (8), является в целом линейной функцией квазиимпульса, что имеет место для диагонального случая. Интересно отметить, что в недиагональном случае энергия является квадратичной функцией квазиимпульса, как и блоховская дисперсия. Однако в процессе диагонализации это свойство оказывается утерянным. Последнее является результатом зависимости полной энергии системы от пространственной симметрии волновых функций системы [15]. Поэтому, следует предположить, что в областях кристалла с существенным влиянием поверхности, происходит отклонение симметрии волновых функций системы от исходной пространственной симметрии. Нарушение волновой симметрии кристалла, обусловленное изменением характера обменного взаимодействия атомов в приповерхностной области, приводит, вероятно, к ослаблению влияния дисперсии решётки на дисперсию спиновых волн в нормальных направлениях к поверхности системы и, сводит квазиимпульсную зависимость спиновой частоты системы к линейной. Такой результат, вообще говоря, закономерен. Например, ещё Портис [16], полагая, что намагничённость уменьшается по параболическому закону от центра плёнки, получил, что расстояние между низколежащими спин-волновыми модами для быстро осаждённых окисленных плёнок должно изменяться линейно, а не квадратично. Однако, в отличие от нашего случая, где кроме неоднородности намагничённости по кристаллу никак не учитывается распределение в нём окислов, Портис предположил, что изменение намагничённости этих плёнок обусловлено включениями окислов, относительное число которых увеличивается по мере приближения к поверхности.

**В третьей главе** исследуются релаксационные параметры теории спин-волнового затухания развитой во второй главе. Оцениваются основные параметры полученного поверхностного спинового спектра.

Важной проблемой низкоразмерного магнетизма, как и, впрочем, всей физики низкоразмерных структур, является исследование релаксационных свойств [17]. Это связано с тем, что низкоразмерные системы отличаются существенной неоднородностью распределения носителей заряда [18]. Неоднородное распределение зарядовой плотности сопровождается также неоднородным распределением спиновой плотности. Как следствие этого, поверхностные эффекты в низкоразмерных структурах играют существенную роль. Во второй главе данной работы было показано, что учет локальной геометрии поверхности в рамках классической теории спиновых волн также приводит к затуханию спиновых волн. Оценим некоторые основные особенности спинового спектра (2.45), полученного во второй главе. Общее

смещение частотного спектра спиновых волн, равное  $\Delta\omega(k) = \Delta\omega_R(k) + i \cdot \Delta\Gamma(k)$ , отражает только мнимое смещение, так как  $\Delta\omega_R(k) = 0$  [19]. Мнимая составляющая  $\Delta\Gamma(k)$ , позволяет нам найти выражение для времени поверхностной релаксации  $\tau_s$ :

$$\tau_s = \frac{1}{B \cdot \lambda_n(k, \bar{\mathbf{r}})}, \quad (11)$$

где  $\mathbf{r} = \bar{\mathbf{r}}$  - характеристическая вектор-функция. Перепишем второй множитель в знаменателе (11) в виде [22]:

$$\lambda_n(k, \bar{\mathbf{r}}) = k^j \cdot G(\bar{\mathbf{r}}) = \sum_{m, m_2} k^j \cdot (1+m) \cdot (1 + \hat{\pi}(l, j)) \cdot \delta^{ll'} \cdot (\beta_{m_1})_l \cdot (\beta_{m_2})_j \cdot \tilde{F} \left\{ \begin{matrix} m_1, m_2 \\ l, j \end{matrix} \right\}(\mathbf{r}) \quad (12),$$

где коэффициенты  $(\beta_{m_1})_l = (\beta_{m_1})_l(r_0)$  понимаются в векторном смысле, как проекция вектора  $\beta_m(\mathbf{r}_0)$  на  $l$ -ое направление ( $l, j = 1, 2, 3$ ), а  $\beta_m(\mathbf{r}_0)$  - коэффициенты разложения в тейлоровский степенной ряд функции поверхностных нормалей [19]. С учётом последнего выражения, обнаружим для времени релаксации следующую оценку:

$$\tau_s \sim \frac{\hbar}{6\pi A G}, \quad (13)$$

или, в численной форме, с учётом того, что  $A \approx k_B \Theta$ ,  $\Theta \square 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$  ( $\Theta$  - температура Кюри ферромагнетика), для обычных ферромагнетиков, имеем:

$$\tau_s \cong 4,04 \cdot 10^{-16} \cdot G \bar{c} \bar{e} k \quad . \quad (14)$$

Как непосредственно видно из (14), численное значение времени релаксации параметрически зависит от геометрического фактора  $G$ , который, как легко заметить из (14), полностью определяется только локальной поверхностной геометрией через коэффициенты  $\beta$  и функцию  $\tilde{F}(\mathbf{r})$ . Таким образом, в данной теории фактор  $G$  оказывается именно тем параметром, который определяет численное значение рассматриваемых физических величин устанавливает их зависимость от поверхностной геометрии системы. Результат (14) является следствием того, что как видно из (12), фактор  $G$  задаёт квазиимпульс  $\lambda_n(k)$  приобретаемый «объёмной» спиновой волной с исходным квазиимпульсом  $k$  при наличии поверхностного ограничения ферромагнитной системы с линейными размерами  $\bar{\mathbf{r}}$ . Для выяснения особенностей характера кинетики «поверхностных» спиновых волн, численную оценку (14) необходимо сопоставлять с характерными частотами исходного спинового спектра. Оценивая верхний предел частотного спинового спектра как  $\bar{\omega} \approx 5,2 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ , получаем, что  $\bar{\omega} \tau_s \approx 2,1 \cdot 10^{-3} \cdot G^{-1}$ . Следовательно, при значениях  $G \sim 1$  и  $\bar{\omega} \tau_s \ll 1$  влияние поверхности на спиновый спектр оказывается весьма незначительным. В области же значений, когда  $G \sim 10^{-3}$  и  $\bar{\omega} \tau_s \sim 1$ , расчёт показывает резонансное поглощение энергии спиновых волн поверхностью, причём максимум поглощённой энергии будет приходиться на верхний край спиновых частот. При дальнейшем уменьшении

геометрического фактора  $G < 10^{-3}$ , должно наблюдаться сползание области резонансного поглощения за край частотного спектра в область более низких значений спиновых частот. В таких условиях в спиновом спектре частот возможно образование энергетической щели с дополнительными верхними и нижними частотами  $\overline{\omega}_1$  и  $\underline{\omega}_1$  соответственно  $\underline{\omega}_1 < \overline{\omega}_1 < \overline{\omega}$ ,  $\Delta\omega_1 = \overline{\omega}_1 - \underline{\omega}_1 \sim (\Delta\Gamma)^{-1}$ , обусловленной непосредственным взаимодействием поверхности со спиновыми волнами системы. Здесь, под непосредственным поверхностным взаимодействием следует, по-видимому, понимать обмен энергией и импульсом между спиновыми волнами системы и внутренней энергией поверхностной подсистемы, осуществляемый, в свою очередь, посредством полевого взаимодействия магнюнов и колебаний решётки на поверхности.

**В четвёртой главе** на основе техники функций Грина в формализме Каданова-Бейма в рамках модели Андерсона-Ньюнса исследованы электронные состояния взаимодействующей низкоразмерной системы «эпитаксиальный графен-размерно-квантованная плёнка». Интерес к изучению свойств эпитаксиального графена, находящегося на поверхности металла обусловлен тем, что при создании приборных структур на основе графена, а также экспериментальном изучении свойств самого графена необходимо иметь металлические контакты.

Лист графена, находящегося на поверхности пленки можно представить как хемосорбированные атомы углерода на этой поверхности, выстроенные в структуре графена. В связи с этим приведем общие выражения, получаемые в рамках техники функции Грина в формализме Каданова-Бейма применительно к хемосорбции одиночного атома на поверхности пленки [21]. Исходные уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} & [\omega - \varepsilon_\lambda] g_{\lambda,\lambda'}^{\langle}(\omega) - \\ & - \sum_{\lambda''} \left\{ \sigma_{\lambda,\lambda''}^{\langle}(\omega) g_{\lambda'',\lambda'}^A(\omega) + \sigma_{\lambda,\lambda''}^R(\omega) g_{\lambda'',\lambda'}^{\langle}(\omega) \right\} = 0, \\ & [\omega - \varepsilon_\lambda] g_{\lambda,\lambda'}^{R,A}(\omega) - \sum_{\lambda''} \left\{ \sigma_{\lambda,\lambda''}^{R,A}(\omega) g_{\lambda'',\lambda'}^{R,A}(\omega) \right\} = \delta_{\lambda\lambda'}. \end{aligned} \quad (20)$$

Здесь  $\lambda$  - совокупность квантовых чисел, описывающих движение электронов адатома,  $\varepsilon_\lambda$  - энергия электронов,  $g^{\langle}, g^{R,A}$  - корреляционная функция, запаздывающая и опережающая функции Грина электрона адатома,  $\sigma^{R,A}$  - соответствующие массовые операторы,  $\sigma^{\langle}$  - обобщенный интеграл столкновений. Массовый оператор  $\sigma^{R,A}$  состоит из двух частей:  $\sigma^{R,A} = \sigma_0^{R,A} + \sigma_{\text{int}}^{R,A}$ , где  $\sigma_0$  - массовый оператор изолированного адатома,  $\sigma_{\text{int}}$  - вклад в массовый оператор адатома, обусловленный взаимодействием с подложкой. Этот вклад имеет вид

$$\sigma_{\text{int},\lambda,\lambda'}^{\langle(R,A)}(\omega) = \sum_{\substack{ik \\ i'k'}} V_{\lambda,ik}(\omega) G_{ik,i'k'}^{\langle(R,A)}(\omega) V_{i'k',\lambda'}(\omega), \quad (21)$$

где  $G$  - функция Грина электрона подложки;  $i,k$  - совокупность квантовых чисел, описывающих движение электрона в подложке,  $V$  - потенциал гибридизации.

Для плотности состояний плёнки получим

$$\rho(\omega) = z_{\Pi} \frac{m}{\pi L \hbar^2} \sum_i \Theta(\omega - \varepsilon_i) \quad (22)$$

где  $L$  - толщина плёнки,  $\varepsilon_i$  - энергия уровней в плёнке.

В данной работе мы пренебрегаем внутриатомным кулоновским взаимодействием.

Для плотности состояний графена можно получить

$$\rho_g(\omega) = \frac{2\Gamma_c}{3tbp_B} \ln \frac{\left( \frac{\omega_c \mp 3tdp_B}{\Gamma_c} \mp \frac{3tdp_B}{2\Gamma_c} \right)^2 + 1}{\frac{\omega_c^2}{\Gamma_c^2} + 1} + \frac{4\Gamma_c \omega_c}{3tdp_B} \left[ \arctg \frac{\omega_c}{\Gamma_c} - \arctg \left( \frac{\omega_c \mp 3tdp_B}{\Gamma_c} \mp \frac{3tdp_B}{2\Gamma_c} \right) \right], \quad (23)$$

где  $\Gamma_c(\omega) = \pi |V|^2 \rho(\omega) = \pi |V|^2 z_{\Pi} \frac{m}{\pi L \hbar^2} \sum_i \Theta(\omega - \varepsilon_i) = \Gamma_0 \sum_i \Theta(\omega - \varepsilon_i)$ ,  $\omega_c = \omega - \varepsilon_c$ ,  $q_B$  -

импульс обрезания, индекс  $g$  указывает на то, что данное выражение относится к графену. В безразмерных переменных

$$\rho_g(\alpha) = \frac{\sum_i \Theta(\Gamma_0 \alpha + \varepsilon_c - \varepsilon_i)}{\mu} \ln \frac{\left( \frac{\alpha \mp \mu}{\sum_i \Theta(\Gamma_0 \alpha + \varepsilon_c - \varepsilon_i)} \right)^2 + 1}{\left( \frac{\alpha}{\sum_i \Theta(\Gamma_0 \alpha + \varepsilon_c - \varepsilon_i)} \right)^2 + 1} + \frac{2\alpha}{\mu} \left[ \arctg \frac{\alpha}{\sum_i \Theta(\Gamma_0 \alpha + \varepsilon_c - \varepsilon_i)} - \arctg \left( \frac{\alpha \mp \mu}{\sum_i \Theta(\Gamma_0 \alpha + \varepsilon_c - \varepsilon_i)} \right) \right], \quad (24)$$

где  $\alpha = \omega_c / \Gamma_0$ ,  $\mu = \xi / \Gamma_0$ ,  $\xi = 3tdq_B / 2$ .

Для построения кривых плотности состояний воспользуемся следующей аппроксимацией. Если рассматривать пленку в направлении оси Oz как прямоугольную потенциальную яму, то энергию уровней в пленке с достаточной степенью точности можно выразить через толщину пленки с помощью соотношения  $\varepsilon_i = \frac{\hbar^2 i^2}{mL^2} = \varepsilon_0 i^2$ . Если взять пленку толщиной  $L \approx 10^{-8} \approx 100 \text{ \AA}$ , то для энергии основного уровня  $\varepsilon_0$  получим значение порядка 0,01 эВ. Далее, положим  $\varepsilon_c = 0$ . Константу взаимодействия  $\Gamma_0$  возьмем равной 0,1 эВ. На рис. 1 изображены зависимости плотности состояний от энергетической переменной при различных значениях величины  $\mu$ . Кривые, изображенные на рис.1. похожи на кривые плотности состояний, приведенные в работе [25]. Отличие заключается в том, что на каждый дискретный уровень пленки графен реагирует отдельно. Интегрируя (22) по энергетической переменной от 0 до  $\varepsilon_F$  получим величину переходящего заряда

$$n_{\pm} = |V|^2 \int_0^{\varepsilon_F} d\omega \rho_g(\omega) \int_0^{q_B} \frac{qdq}{\left[\omega - \varepsilon_c \mp \frac{3}{2}tdq\right]^2 + |V|^4 (\rho(\omega))^2}, \quad (25)$$

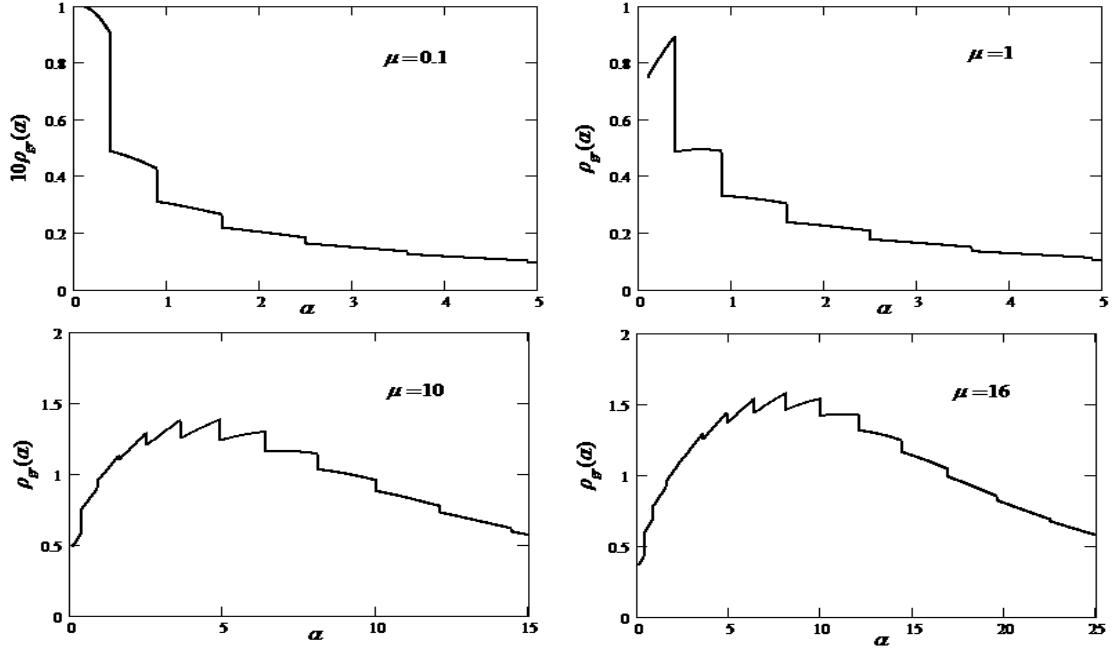


Рис. 1 Приведенная плотность состояний для эпитаксильного графена при различных значениях  $\mu$ .

При построении кривых условно принято, что  $n_F = 20$

Интегрируя (22) по энергетической переменной от 0 до  $\varepsilon_F$  получим величину переходящего заряда

$$n_{\pm} = |V|^2 \int_0^{\varepsilon_F} d\omega \rho_g(\omega) \int_0^{q_B} \frac{qdq}{\left[\omega - \varepsilon_c \mp \frac{3}{2}tdq\right]^2 + |V|^4 (\rho(\omega))^2}, \quad (25)$$

где знак плюс соответствует переходу заряда из подложки в графен, а минус - переходу заряда из графена в подложку. Проводя сначала интегрирование по энергетической переменной, получим

$$n_{\pm} = \sum_{i=1}^{n_F-1} \int_0^{q_B} \left[ \arctg \left( \frac{\varepsilon_{i+1} - \varepsilon_c \mp \frac{3}{2}tdq}{i\rho_{\Pi}} \right) - \arctg \left( \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_c \mp \frac{3}{2}tdq}{i\rho_{\Pi}} \right) \right] dq, \quad (26)$$

где  $\rho_{\Pi} = z_{\Pi} \frac{m}{\pi L \hbar^2} |V|^2$ . Интегрирование по импульсу дает следующее выражение для переходящего заряда

$$n_{\pm} = \sum_{i=1}^{n_F-1} \left\{ A_{\varepsilon(i+1)} - A_{\varepsilon(i)} + B_{\varepsilon(i+1)} - B_{\varepsilon(i)} \mp \left( C_{\varepsilon(i+1)} - C_{\varepsilon(i)} \right) \right\}, \quad (27)$$

$$A_{\varepsilon(i)} = \frac{1}{2} q_B^2 \operatorname{arctg} \left( (\varepsilon_i - \varepsilon_c) / i \rho_{\Pi} \mp \mu \right),$$

$$B_{\varepsilon(i)} = \frac{i^2 \Gamma_0^2}{2} \left[ 1 \pm \left( (\varepsilon_i - \varepsilon_c) / i \rho_{\Pi} \right)^2 \right] \left( \operatorname{arctg} \left( (\varepsilon_i - \varepsilon_c) / i \rho_{\Pi} \mp \mu \right) - \operatorname{arctg} \left( (\varepsilon_i - \varepsilon_c) / i \rho_{\Pi} \right) \right), \mu = \xi / i \rho_{\Pi}$$

$$C_{\varepsilon(i)} = \frac{i^2 \Gamma_0^2 (\varepsilon_i - \varepsilon_c)}{2i \rho_{\Pi}} \ln \left[ \frac{\left( (\varepsilon_i - \varepsilon_c) / i \rho_{\Pi} \mp \mu \right)^2 + 1}{\left( (\varepsilon_i - \varepsilon_c) / i \rho_{\Pi} \right)^2 + 1} \right],$$

где  $\xi = 3tdq_B/2$ . При аппроксимации пленочного потенциала прямоугольной ямой с бесконечно высокими стенками для энергии Ферми и толщины пленки, при которой заполняется  $i+1$ - энергетический уровень имеют место следующие выражения [26]

$$\varepsilon_F = \frac{\pi \hbar^2 N L}{m n_F} + \frac{1}{12m} \left( \frac{\pi \hbar}{L} \right)^2 (n_F + 1)(2n_F + 1), \quad L_s^3 = \frac{\pi}{12N} s(s+1)(4s+5),$$

где  $N$  - концентрация электронов в пленке. На рис. 3 приведены результаты численного расчета зависимости переходящего заряда от приведенной толщины пленки  $l = L/10^{-10} \approx L/1\text{А}$ . Условно положено  $1/2 q_B^2 = 1$ . Как видно из рис. 2а переходящий заряд достаточно большой и существенно зависит от толщины пленки. Интересно, что при некоторой толщине величина переходящего заряда максимальна. По-видимому, при этой толщине наступает некоторое резонансное состояние между графеном и пленкой.

На рис. 2б приведена величина заряда в области больших толщин пленки.

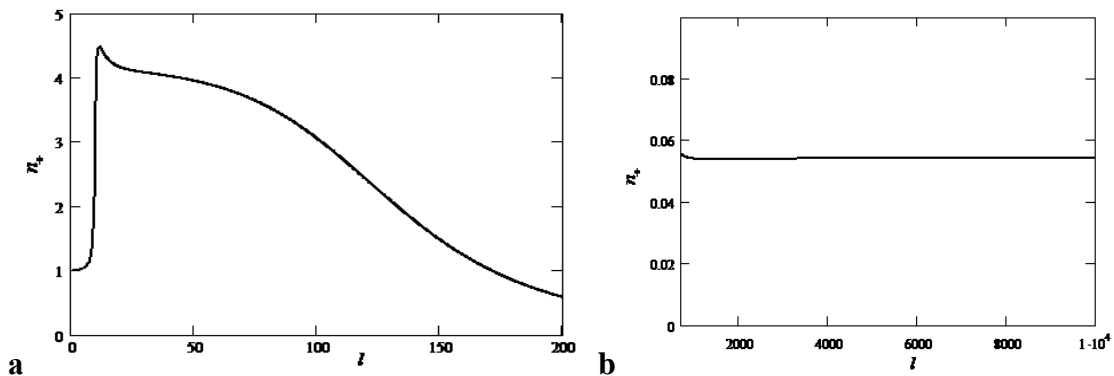


Рис. 2 Зависимость величины переходящего заряда от приведенной толщины пленки (кривая построена для  $\mu = 1$ ).

Как показывает численный расчет, начиная примерно с толщины 800 А величина переходящего заряда порядка 0,055. Для больших толщин размерные эффекты перестают действовать. Как следствие этого, величина переходящего заряда перестает зависеть от толщины пленки, что и видно из рис. 2б. Значение 0,055 хорошо согласуется с экспериментальными данными работы [23], в которой исследовалась адсорбция графена на Ru(0001), а переходящий с субстрата на графен заряд равен 0,06.

**В пятой главе** рассмотрено влияние магнитного и электрического полей на электронные состояния взаимодействующей системы «графен - другая электронная система». Рассмотрим систему «эпитаксиальный графен-размерно-квантованная пленка» во внешнем магнитном поле, когда последнее направлено параллельно поверхности подложки. Для плотности состояний подложки можно получить

$\rho(\omega) = z_{\Pi} \frac{m}{\pi \hbar L} \frac{\omega_1}{\omega_0} \sum_{n=1}^{n_F} \left\{ \arctg \left( \frac{\omega - \omega_1 (n+1/2)}{z_{\Pi} \Gamma} \right) + \frac{\pi}{2} \right\}$  В приближении  $\Gamma \rightarrow 0$  имеем следующее

выражение для плотности состояний подложки

$$\rho(\omega) = z_{\Pi} \frac{m}{\hbar L} \frac{\omega_1}{\omega_0} \sum_{n=1}^{n_F} \Theta(\omega - \omega_1 (n+1/2)) \quad (28)$$

Интегрируя по энергетической переменной плотность состояний графена, получим следующее выражение для переходящего заряда

$$n_{\pm} = \sum_{n=1}^{n_F-1} \int_0^{q_B} \left[ \arctg \left( \frac{\omega_1 (n+3/2) - \varepsilon_c \mp \frac{3}{2} t d q}{n \rho_{\Pi}} \right) - \arctg \left( \frac{\omega_1 (n+1/2) - \varepsilon_c \mp \frac{3}{2} t d q}{n \rho_{\Pi}} \right) \right] q d q,$$

где  $\rho_{\Pi} = |V|^2 z_{\Pi} \frac{m}{\pi L \hbar} \frac{\omega_1}{\omega_0}$ . Интегрирование по импульсу дает

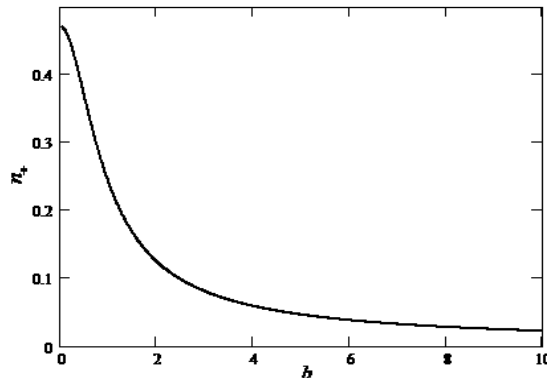
$$n_{\pm} = \sum_{n=1}^{n_F-1} \left\{ A_{\varepsilon(n+1)} - A_{\varepsilon(n)} + B_{\varepsilon(n+1)} - B_{\varepsilon(n)} \mp \left( C_{\varepsilon(n+1)} - C_{\varepsilon(n)} \right) \right\}, \quad (29), \text{ где}$$

$$A_{\varepsilon(n)} = \frac{1}{2} q_B^2 \arctg \left( (\varepsilon_n - \varepsilon_c) / n \rho_{\Pi} \mp \mu \right),$$

$$B_{\varepsilon(n)} = \frac{n^2 \Gamma_0^2}{2} \left[ 1 \pm \left( (\varepsilon_n - \varepsilon_c) / i \rho_{\Pi} \right)^2 \right] \left( \arctg \left( (\varepsilon_n - \varepsilon_c) / n \rho_{\Pi} \mp \mu \right) - \arctg \left( (\varepsilon_n - \varepsilon_c) / n \rho_{\Pi} \right) \right),$$

$$C_{\varepsilon(n)} = \frac{n^2 \Gamma_0^2 (\varepsilon_n - \varepsilon_c)}{2 n \rho_{\Pi}} \ln \left[ \frac{\left( (\varepsilon_n - \varepsilon_c) / n \rho_{\Pi} \mp \mu \right)^2 + 1}{\left( (\varepsilon_n - \varepsilon_c) / n \rho_{\Pi} \right)^2 + 1} \right], \quad \varepsilon_n = \omega_1 (n+1/2) \quad \mu = \xi / n \rho_{\Pi}, \quad \xi = 3 t d q_B / 2.$$

Полученное выражение для переходящего заряда содержит продольное магнитное поле. С помощью последнего можно регулировать величиной переходящего заряда. На рис. 3 изображена зависимость переходящего заряда от приведенного магнитного поля. При построении кривой условно принято, что  $\omega_0 = 1 \varepsilon B$



**Рис. 3** Зависимость величины переходящего заряда от приведенной величины продольного магнитного поля  $b = B/10^3$  Тл. Кривая построена для  $\mu = 1$ .

Из рис. 3 видно, что переходящий заряд существенно зависит от величины продольного магнитного поля. При больших значениях магнитного поля переход заряда



практически прекращается. Это можно объяснить тем, что при больших магнитных полях электроны пленки все больше оказываются локализованными внутри пленки.

Особый интерес представляет рассмотрение системы «графен - размерно-квантованная пленка» в поперечном магнитном поле, т.к. в этом случае от магнитного поля начинают зависеть как спектр подложки, так и спектр графена. Энергия электронов подложки оказывается полностью квантованной, т.е.

$$E_{i,n} = \varepsilon_i + \omega_c \left( n + \frac{1}{2} \right). \text{ Плотность состояний подложки}$$

$$\rho(\omega) = \sum_{i,n} z_{\perp} \frac{\Gamma}{\left( \omega - \varepsilon_i - \omega_c \left( n + \frac{1}{2} \right) \right)^2 + z_{\perp}^2 \Gamma^2}$$

Для того, чтобы найти плотность состояний графена, заметим, что спектр его электронов также полностью квантован

$$E_{gr} = \varepsilon_c \pm \hbar v_F \sqrt{2neB/(\hbar c)} \quad (30)$$

С учетом этого, для плотности состояний графена получаем

$$\rho_{gr}(\omega) = |V|^2 z_{\perp} \times \frac{\delta \left( \omega - \varepsilon_i - \omega_c \left( n + \frac{1}{2} \right) \right)}{\left[ \omega - \varepsilon_c \pm \hbar v_F \sqrt{2neB/(\hbar c)} \right]^2 + |V|^4 \rho_{\perp}^2 \left[ \sum_{n,i} \frac{\Gamma_{n,i}}{\left( \omega - \varepsilon_i - \omega_c \left( n + \frac{1}{2} \right) \right)^2 + \Gamma_{n,i}^2} \right]^2} \quad (31)$$

Интегрируя это выражение по энергетической переменной, получим выражение для переходящего заряда

$$n_{\pm} = \sum_{n,i}^{n_F} \left[ \left( \varepsilon_i + \omega_c \left( n + \frac{1}{2} \right) - \varepsilon_c \mp \hbar v_F \sqrt{2neB/(\hbar c)} \right)^2 + |V|^4 \frac{\rho_{\perp}^2}{\Gamma_{n,i}^2} \right]^{-1} \quad (32),$$

содержащее поперечное магнитное поле. Для получения последнего выражения пренебрегли величинами  $\approx (\Gamma/\omega_c)^2 \ll 1$ . Как показывают расчеты, качественная зависимость переходящего заряда от величины поперечного магнитного поля такая же, как и в случае продольного магнитного поля.

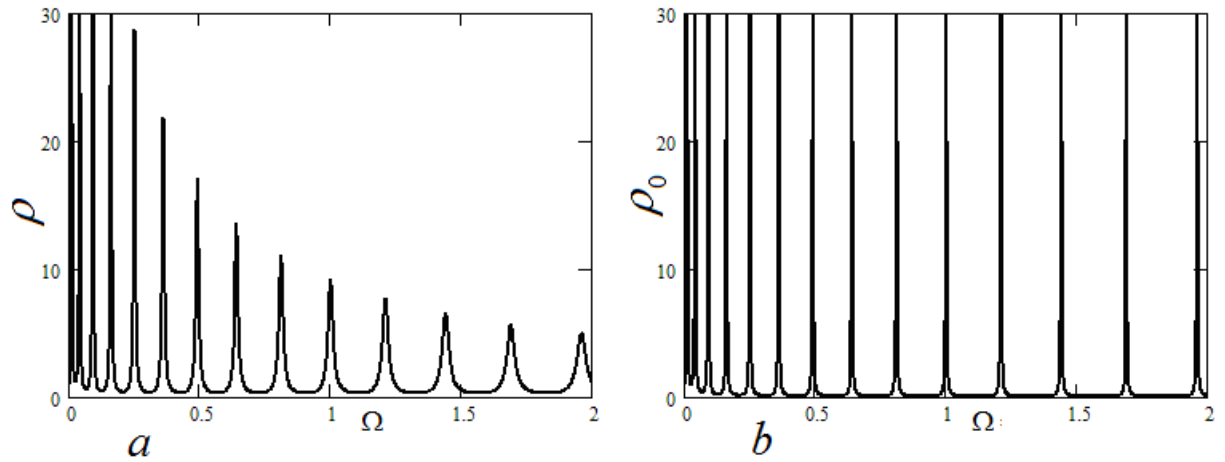
Большой интерес представляет также рассмотрение электронных состояний взаимодействующей системы из графена и квантовой точки. Это связано с возможностью варьирования свойств низкоразмерных структур и создания на их основе твердотельных структур с управляемыми параметрами [3,5], что, в свою очередь, интересно с точки зрения возможности создания взаимного управляемого воздействия на электронные состояния как графена так и подложки. В данном параграфе на примере системы «квантовая точка – монослой графена – подложка  $SiO_2 + n^+ Si$ » развиваются теоретические аспекты указанной возможности. Рассмотрение проводится в рамках

модели Андерсона–Ньюнса [24,25]. Рассмотрим систему, состоящую из эпитаксиального графена и, сформированной на нем, квантовой точки (рис.5). Для плотности состояний квантовой точки получим

$$\rho(\varepsilon) = \sum_{n=1}^{n_F} \frac{\Gamma + \alpha\Omega}{(\varepsilon_0\Omega - E_n)^2 + (\Gamma + \alpha\Omega)^2}, \quad (33)$$

где  $\alpha = |V|^2 \varepsilon_0 / v_F^2 \hbar^2$ ,  $\Omega = \varepsilon / \varepsilon_0$  - безразмерная энергия,  $\varepsilon_0$  - некоторая характеристическая энергия,  $n_F$  - число состояний под уровнем Ферми.  $E_n$  - энергетический спектр электронов квантовой точки,  $V$  - потенциал гибридизации  $\Gamma = \text{Im} \Sigma_1$  - затухание одночастичных возбуждений в квантовой точке за счет внутренних столкновительных процессов,  $\pi |V|^2 \rho_g(\varepsilon) = \text{Im} \Sigma_2$ . Квантовую точку можно представить в виде трехмерной прямоугольной потенциальной ямы с бесконечно высокими стенками. Тогда для энергетического спектра электронов квантовой точки имеем  $E_n = (\pi^2 \hbar^2 n^2) / (2mL^2) = E_1 n^2$ , где  $L$  - линейный размер квантовой точки. Для квантовой точки с  $L = 10$  нм имеем  $E_1 = 0.01$  эВ. Далее, положим  $\varepsilon_0 = 1$  эВ,  $\alpha = 0.01$  эВ и  $\Gamma = 0.001$  эВ. На рис. 4 изображена зависимость плотности состояний квантовой точки, сформированной на поверхности графена от безразмерной энергетической переменной.

Интегрируя (33) от нуля до  $\Delta\Omega_F = (E_F - \varepsilon_F) / \varepsilon_0$  можно получить выражение для переходящего заряда



**Рис 4. Плотность состояний: а) квантовой точки, сформированной на поверхности графена, б) изолированной квантовой точки.**

$$\begin{aligned} \langle n \rangle_{\pm} = & \pm \frac{\alpha}{(1 + \alpha^2)^2} \sum_{n=1}^{n_F} \left\{ \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{(\varepsilon_0 \Delta\Omega_F - E_n)^2 + \Lambda}{E_n^2 + \Lambda} \right] + \right. \\ & \left. + \frac{E_n}{\sqrt{\Lambda}} \left[ \arctg \left( \frac{\varepsilon_0 \Delta\Omega_F - E_n}{\sqrt{\Lambda}} \right) + \arctg \left( \frac{E_n}{\sqrt{\Lambda}} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (34)$$

где знак плюс соответствует переходу заряда из графена в квантовую точку ( $\varepsilon_F > E_F$ ), а минус - переходу заряда из квантовой точки в графен ( $\varepsilon_F < E_F$ ),  $\Lambda = E_n^2 \left(1 - 1/(1 + \alpha^2)^2\right)$ ,  $\varepsilon_F$  - энергия Ферми электронов графена,  $E_F = E_{n_F}$  - энергия Ферми электронов квантовой точки. Энергия Ферми электронов графена отлична от нуля благодаря приложенному напряжению (см. рис. 5). Более того, с помощью последнего можно легко управлять энергией Ферми. Прикладывая напряжение с различной полярностью можно допировать графен как электронами, так и дырками [11]. Тем самым можно легко управлять количеством и типом носителей в графене, а, следовательно, и величиной переходящего заряда. Уровень Ферми зависит от приложенного напряжения  $V$  следующим образом [11]  $\varepsilon_F = v_F \hbar \sqrt{\xi V / ed}$ , где  $d$  - толщина подложки,  $e$  - заряд электрона,  $\xi$  - диэлектрическая проницаемость подложки. Учитывая последнюю зависимость можно определить величину переходящего заряда как функцию от приложенного напряжения (рис. 6b).

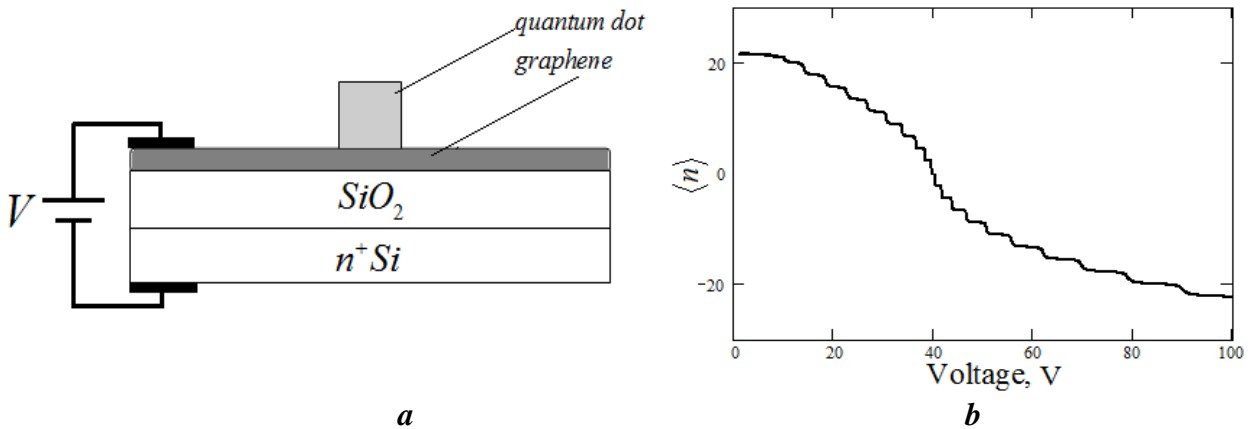


Рис. 5. а) Структурная схема рассматриваемой системы. б) Зависимость величины переходящего заряда от приложенного напряжения.

Кривая на рис. 6б построена для подложки толщиной  $d = 3 \cdot 10^{-7}$  м. Кроме того, положено  $E_F = 1$  эВ.

**В заключении** проводится анализ полученных результатов и формулируются основные результаты и выводы диссертации.

#### Основные результаты и выводы

1. Получена каноническая форма модельного Гамильтониана для «поверхностной» части обменного взаимодействия, позволяющего исследовать свойства низкоразмерных ферромагнетиков.
2. Произведён расчёт спектра спиновых волн для классического ферромагнитного кристалла с учётом геометрии поверхности при низких температурах. Получены соотношения, которые полностью определяют «поверхностный» спектр системы в нулевом приближении по спин-спиновому взаимодействию.

3. Получено выражение для времени поверхностной релаксации спиновых возбуждений. Обнаружено, что время поверхностной релаксации зависит от геометрического фактора, который определяется только геометрией поверхности.
4. Проведена численная оценка данного выражения и приведены значения геометрического фактора, при которых поверхностные эффекты существенны, а также значения, при которых влияние поверхностной энергии незначительно. Обнаружено, что при некоторых значениях геометрического фактора происходит резонансное поглощение энергии спиновых волн поверхностью, и образование энергетической щели в спиновом спектре.
5. Рассчитаны плотность электронных состояний и величина переходящего заряда для низкоразмерной взаимодействующей системы «эпитаксиальный графен-размерно-квантованная плёнка». Обнаружено влияние взаимодействия с графеном на плотность состояний плёнки, и зависимость величины переходящего заряда от толщины плёнки.
6. Рассчитаны плотность электронных состояний и величина переходящего заряда для низкоразмерной взаимодействующей системы «эпитаксиальный графен-размерно-квантованная плёнка» в магнитном поле. Обнаружено, что наличие магнитного поля ведёт к уменьшению величины переходящего заряда. А также выявлена возможность управляемого воздействия на электронные состояния данной системы с помощью магнитного поля.
7. Рассчитаны плотность электронных состояний и величина переходящего заряда для низкоразмерной взаимодействующей системы «квантовая точка – монослой графена – подложка  $SiO_2 + n^+ Si$ ». Обнаружена зависимость плотности состояния квантовой точки от взаимодействия с графеном. Показано, что прикладывая поперечное электрическое поле, и, меняя напряжение и полярность, можно оказывать управляемое воздействие на электронные состояния как графена, так и квантовой точки, что, в свою очередь, напрямую влияет на оптические свойства квантовой точки.

### Список цитируемой литературы

1. А.А. Катанин, В.Ю. Ирхин. Магнитный порядок и спиновые флуктуации в низкоразмерных системах. УФН **177**, 639 (2007)
2. R. J. Birgeneau et al., Spin-Wave Excitations and Low-Temperature Magnetization in the Amorphous Metallic Ferromagnetic. Phys. Rev. B **38**, 6614 (1988)
3. Ю.Е. Лозовик, С.Ю. Волков. Управление электронными корреляциями в сферической квантовой точке. ФТТ **45**, вып.2. 345 (2003)
4. C. P. Hofmann, Thermodynamics of two-dimensional ideal ferromagnets: Three-loop analysis, Phys. Rev. B **86**, 184409 (2012)
5. Р.П. Мейланов, Б.А.Абрамова, Г.М. Мусаев и др., Хемосорбция на размерно-квантованной нити, ФТТ **46**, 1076 (2004)
6. A. O. Govorov. Semiconductor-metal nanoparticle molecules in a magnetic field: Spin-plasmon and exciton-plasmon interactions. Phys. Rev. B **82**, 155322 (2010)
7. Карпинская Н. С. К теории магнетизма пластин конечной толщины (Роль положительной поверхностной энергии)// ФТТ.-1979.-т. 21,вып 4.
8. K.S. Novoselov, A.K. Geim., S.V. Morozov, D. [Jiang](#), [Y. Zhang](#), S.V. [Dubonos](#), I.V. [Grigorieva](#) and [A.A. Firsov](#), Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films, Science. 2004. V. 306. P. 666-669.
9. Novoselov K. S., Geim A. K., Morozov S. V., Jiang D., Katsnelson M. I., Grigorieva I. V., Dubonos S. V., Firsov A. A., Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene, Nature. 2005. V. 438. P. 197-200.
10. А.Н. Castro Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, A.K. The electronic properties of graphene. Gaim. Rev. Mod. Phys. **81**, 109 (2008)
11. M.I. Katsnelson, K.S. Novoselov, A.K. Geim, Chiral tunnelling and the Klein paradox in graphene, Nature Phys. **2**, 620 (2006)
12. С.Ю. Давыдов, Электронные состояния эпитаксиального графена, сформированного на карбиде кремния, ФТП **45**, 1102 (2011)
13. Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М.: Наука.-1967.-368с.
14. Туров Е.А., Шавров В.Г. Об энергетической щели для спиновых волн в ферро- и антиферромагнетиках, связанной с магнитоупругой энергией.//ФТТ.-1965.-Т.7-№4.-с.217.
15. Голубицкий М., Гийетин В. Устойчивость отображения и их особенности.-М.: Мир, 1977,-с.281.
16. Portis A. M. Behavior of the thin films at the down pressure Appl. Phys. Lett.-1963.-2, 69.
17. Bastrukov, J. Y. Khoo, B. Lukiyanchuk, I. Molodtsova, Micromagnetic theory of spin relaxation and ferromagnetic resonance in multilayered metallic films, arXiv.org > cond-mat > arXiv:1210.2609, 19 Oct 2012.
18. A. Werpachowska, T. Dietl, Theory of spin waves in ferromagnetic (Ga,Mn)As, Phys. Rev. B **82**, 085204 (2010)

19. А.К. Нухов, Г.М. Мусаев, К.К. Казбеков. Учёт локальной геометрии поверхности в классической теории спиновых волн. Вестник Московского университета. Серия3.Физика. Астрономия, № 5, 2011.
20. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Статистическая физика, Часть 1, М., 1976, с. 584
21. Л. Каданов, Г. Бейм. Квантовая статистическая механика. Мир, М. (1964). 256 с.
22. А.С. Кондратьев, А.Е. Кучма, Электронная ферми-жидкость нормальных металлов, ЛГУ (1980), 200 с.
23. N. Wu, Z. Zhang, J. Xian, P.A. Dowben, A. Kelber, Graphene/Substrate Charge Transfer Characterized by Inverse Photoelectron Spectroscopy, J. Phys. Chem. C, 114 (49), pp 21618–2162 (2010)
24. P.W. Anderson, Localized Magnetic States in Metals, Phys. Rev. **124**, 41 (1961)
25. D.M. Newns, Quantum corrected Langevin dynamics for adsorbates on metal, Phys. Rev. **178**, 1123 (1969)

**Результаты диссертации опубликованы в следующих работах:**

1. **А.К. Нухов**, Г.М. Мусаев, К.К. Казбеков. Учёт локальной геометрии поверхности в классической теории спиновых волн. Вестник Московского университета. Серия3.Физика. Астрономия, № 5, 2011.
2. З.З. Алисултанов, Р.П. Мейланов, **А.К. Нухов**, Г.М. Мусаев, Э.И. Идаятов. Электронные состояния системы «квантовая точка–монослой графена–подложка  $SiO_2 + n^+ Si$ ». Письма в ЖТФ, т.38, №15, 2012.
3. З.З. Алисултанов, Р.П. Мейланов, **А.К. Нухов**. О роли дефектов кристаллической решетки в формировании адсорбционных свойств графена. Письма в ЖТФ, том 39, № 3, 2013.
4. **А.К. Нухов**, Г.М. Мусаев, З.З. Алисултанов, Х.К. Фадель. Релаксационные и термодинамические параметры теории спин-волнового затухания в низкоразмерных магнетиках. Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед., № 7, 2013.
5. **А.К. Нухов**. Спин-волновое затухание в низкоразмерных магнетиках при низких температурах. Материалы XVIII Международной конференции молодых учёных, студентов и аспирантов по фундаментальным наукам «ЛОМОНОСОВ». Москва, 2011.
6. З.З. Алисултанов, **А.К. Нухов**, Г.М. Мусаев. Создание твёрдотельных низкоразмерных структур с управляемыми параметрами на основе графена. Сборник тезисов XII ежегодной конференции Дагестанского государственного университета по современным проблемам фундаментальной науки, Махачкала, 2011.
7. **А.К. Нухов**, Г.М. Мусаев, К.К. Казбеков, Х.К. Фадель. Некоторые оценки в теории спин – волнового затухания в низкоразмерных магнетиках. Труды 46-ой школы ФГБУ «ПИЯФ» по физике конденсированного состояния, Санкт-Петербург, 2012.
8. **А.К. Нухов**, Г.М. Мусаев, К.К. Казбеков, Х.К. Фадель. Некоторые особенности спин – волнового затухания в низкоразмерных магнетиках. Материалы XVIII Всероссийской научной конференции студентов физиков и молодых учёных, Красноярск, 2012 г.

9. **А.К. Нухов.** Влияние поверхностного резонанса на равновесные свойства системы. Материалы XIX Международной конференции молодых учёных, студентов и аспирантов по фундаментальным наукам «ЛОМОНОСОВ», Москва, 2012.
10. З.З. Алисултанов, Р.П. Мейланов, **А.К. Нухов**, Г.М. Мусаев, Э.И. Идаятов. Электронные состояния системы «квантовая точка - монослой графена+подложка  $\text{SiO}_2+n^+\text{Si}$ » как твёрдотельной низкоразмерной структуры с управляемыми параметрами. Материалы VII Всероссийской конференции по физической электронике «ФЭ-2012», Махачкала, 2012.
11. **А.К. Нухов**, Г.М. Мусаев, Х.К. Фадель. Оценка релаксационных параметров поверхностного спинового спектра ферромагнетика. Материалы VII Всероссийской конференции по физической электронике «ФЭ-2012», Махачкала, 2012.
12. **А.К. Нухов**, Г.М. Мусаев, Х.К. Фадель. Релаксационные параметры поверхностного спинового спектра ферромагнетика. Труды молодых учёных ДГУ, Махачкала, 2012.
13. К.К. Казбеков, Ш.А. Магомедов, **А.К. Нухов**, Г.М. Мусаев, О.А. Костюкова. К расчёту энергетического спектра ферромагнетика с учётом поверхности. Межвузовский сборник научных работ аспирантов (Естественные науки), вып.3, Махачкала, 2006.
14. К.К. Казбеков, Ш.А. Магомедов, **А.К. Нухов**, Гуйдалаева Т.А. Расчёт времени спин-спиновой релаксации с учётом локальной геометрии поверхности ферромагнетика. Материалы XII Всероссийской научной конференции студентов физиков и молодых учёных, Новосибирск, 2006 г.
15. **А.К. Нухов**, М.М. Арсланбекова, Г.М. Мусаев. Магнитные наноструктуры и низкоразмерные системы в сильных магнитных полях. Материалы Всероссийского смотр-конкурса студенческих научных работ, Новочеркасск, 2006.
16. **А.К. Нухов**, Г.М. Мусаев, К.К. Казбеков. Теоретическое исследование спектра низкоразмерного антиферромагнетика в магнитном поле с учётом поверхности. Материалы XV Международной конференции молодых учёных, студентов и аспирантов по фундаментальным наукам «ЛОМОНОСОВ», Москва, 2008.