

НЕМАГНИТНАЯ СПИНТРОНИКА: МОДЕЛИРОВАНИЕ СПИНОВЫХ ТЕКСТУР В НАНОСТРУКТУРАХ СО СПИН-ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Д.В. Хомицкий

Нижегородский государственный университет
khomitsky@phys.unn.ru

Поступила 29.04.2009

Обсуждаются физические принципы и математические модели для описания пространственно неоднородной спиновой плотности (спиновых текстур) в двумерных полупроводниковых наноструктурах с большой величиной спин-орбитального взаимодействия. Такие структуры являются перспективными для новых технологий в микроэлектронике с использованием спиновых степеней свободы (спинтронике), квантовой обработке информации и при создании новых устройств для её хранения. Исследуется роль спин-орбитального взаимодействия, позволяющего создавать управляемые конфигурации спиновых текстур, важных для развития немагнитной спинтроники, где управление спином осуществляется без приложения внешнего магнитного поля. Обзор содержит как введение в физику двумерных систем со спин-орбитальным взаимодействием, так и результаты недавних исследовательских работ.

УДК 538.915, 538.955, 538.958

Предисловие. Зачем нужна немагнитная спинтроника?

Известно, что электрический ток в твердотельных структурах, используемых в современной электронике, переносят элементарные возбуждения (квазичастицы), которые с точки зрения физики конденсированного состояния могут обладать свойствами электронов или дырок, различаясь между собой, в частности, знаком дрейфовой подвижности, определяющей направление движения частицы в присутствии внешнего электрического поля [1]. При описании свойств данных квазичастиц для упрощения говорят об отрицательно заряженных электронах или положительно заряженных дырках. Для наших задач различия в знаке заряда не являются существенными, и ниже мы всюду бу-

дем говорить об электронах в твердотельных структурах, подразумевая при этом квази-частицы с отрицательной дрейфовой подвижностью и положительной эффективной массой в зоне проводимости данного материала.

Известно, что одним лишь зарядом или эффективной массой свойства электрона не описываются. Ему можно также сопоставить собственный магнитный момент, так называемый «спин». Если в системе отсутствуют какие-либо упорядочивающие факторы, то спины ориентированы хаотически, что делает невозможным их использование как лишней степени свободы в электронике или информатике. Если же упорядочивающее воздействие присутствует, например, в виде внешнего магнитного поля, то может образоваться упорядоченное распределение магнитных моментов. Интересно то, что такое упорядочивание образуется как в реальном координатном пространстве, где расположены магнитные моменты отдельных носителей заряда или целых областей вещества (магнитные домены), так и в пространстве квантовых чисел, например, компонент волновых векторов, классифицирующих состояния электрона в наноструктурах. В качестве иллюстрирующего примера на рис. 1 схематически показано неупорядоченное распределение спинов в пространстве компонент волнового вектора, классифицирующего состояния двумерного электронного газа, в отсутствие механизмов упорядочивания магнитных моментов. Видно, что спиновая степень свободы в такой системе никак не связана с движением носителей заряда в пространстве или с набором квантовых чисел k_x и k_y . Может возникнуть вопрос о том, почему распределение спинов полезно изображать не в реальном координатном, а в импульсном пространстве? Ответ заключается в том, что физические свойства носителей заряда определяются прежде всего классифицирующими состояниями электронов квантовыми числами, которые для свободного двумерного газа представляют собой компоненты импульса, или волнового вектора электрона. Если известна зависимость интересующих нас свойств системы от квантовых чисел, то мы можем с лёгкостью рассчитать все требуемые распределения в координатном пространстве, используя обычные правила квантовой механики. Поэтому нахождение зависимостей энергии, волновых функций, спиновой поляризации и т.д. от квантовых чисел является первым шагом при исследовании любой задачи в квантовой физике.

Каким же образом можно перейти от неупорядоченной картины распределения магнитных моментов на рис. 1 к упорядоченным и управляемым нами распределениям? Положение может измениться, если в твердотельной структуре будет присутствовать магнитное поле. Спины носителей заряда в твёрдом теле, например, в металлическом проводнике или в полупроводниковой микросхеме, реагируют на магнитное поле, поэтому с помощью магнитного поля направлениями этих спинов можно управлять.

Техника управления магнитными моментами в настоящее время достигла очень высокого уровня физического и технологического совершенства. Более того, в фундаментальной науке возникла новая область физики конденсированного состояния, получившая название «спинтроника» [2-5]. Большинство её задач и результатов относятся к структурам и системам, в которых есть либо внешнее магнитное поле, либо внутреннее магнитное поле ферромагнетиков. Несмотря на несомненные успехи спинтроники магнитных структур, необходимо заметить, что на современном уровне миниатюризации электронной техники все компоненты в схемах расположены очень близко друг к другу, и влияние одних (магнитных) на другие (немагнитные) компоненты иногда не лучшим образом сказывается на работе всего устройства. В связи с этим возникает необходи-

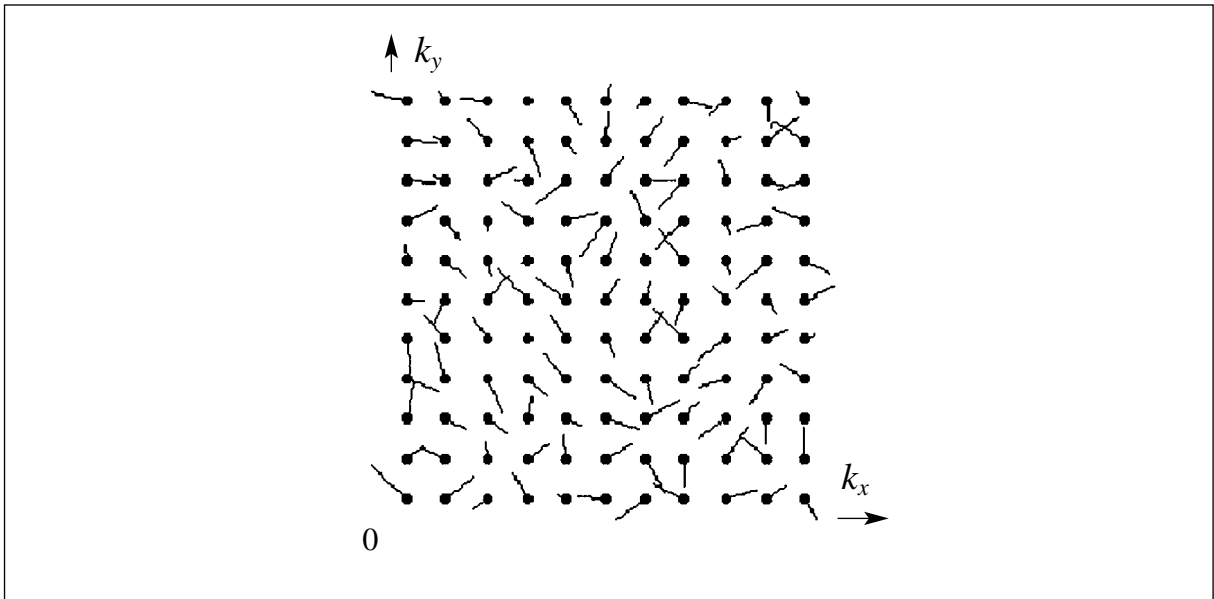


Рис. 1. Неупорядоченное распределение магнитных моментов (спинов) в пространстве компонент волновых векторов при отсутствии внешнего магнитного поля или спин-орбитального взаимодействия.

мость разработать принципы управления спинами в твердотельной структуре без использования внешнего магнитного поля. Возможно ли это сделать в принципе с точки зрения физики?

На поставленный вопрос имеется положительный ответ. Фундаментальной физической закономерностью, позволяющей добиться здесь результата, является так называемое спин-орбитальное (СО) взаимодействие, историю открытия которого связывают с именем великого английского физика П.А.М. Дирака [6]. Это взаимодействие происходит между спином электрона с его перемещением в пространстве даже в отсутствии внешнего магнитного поля. В полупроводниках начало исследования этого взаимодействия связывают с именами Э.И. Рашбы [7] и Г. Дрессельхауза [8]. Несколько десятилетий работы в этой области носили преимущественно теоретический характер, пока на рубеже 80-90 гг. прошлого века не наступил этап, когда стали массово выпускать и использовать низкоразмерные твердотельные структуры для нужд микроэлектроники – плоские слои из различных полупроводников, тонкие нити и островки (квантовые точки). Обнаружилось, что в таких структурах СО взаимодействие играет весьма значительную роль. Уже в 1990 году С. Датта и Б. Дас предложили использовать СО взаимодействие для создания нового типа транзисторов, так называемых спиновых полевых транзисторов [9]. Высказанная ими идея нашла отражение в новом разделе физики наноструктур, который иногда называют спиновой оптикой [5,10]. Наконец, недавно группой исследователей из американских и японских университетов, было предсказано существование в СО структурах нового фундаментального эффекта, носящего название спинового эффекта Холла, который состоит в аккумуляровании на противоположных границах образца с двумерным электронным газом носителей заряда с проекцией спина «вверх» и «вниз» соответственно при наложении на систему постоянного электрического поля в плоскости электронного газа [11]. (Напомним, что открытие «обычного», т.е. зарядового, квантового эффекта Холла, было удостоено двух Нобелевских премий).

Современная наука об управлении спинами (спинтроника) находится все ещё в начале пути, несмотря на значительный объём полученных результатов. Одной из главных её задач при исследовании как магнитных структур, так и немагнитных систем с СО-взаимодействием является создание и управление спиновой плотностью, т.е. локальными магнитными моментами носителей заряда в нужных точках наноструктур и с требуемыми проекциями спина. Ниже будет показано, что для выполнения этой задачи использования одних лишь однородных структур даже с очень сильным СО-взаимодействием оказывается недостаточным, поскольку законы симметрии запрещают появление спиновой плотности в состоянии равновесия. Поэтому требуется создание неравновесных условий с помощью, например, внешнего электрического или электромагнитного поля, или с помощью пространственных неоднородностей в наноструктуре. Одним из наиболее популярных способов образования таких неоднородностей является конструирование периодических структур, или сверхрешёток.

Известно, что большинство окружающих нас твёрдых тел построено из упорядоченных в пространстве атомов и молекул, которые создают периодические в пространстве поля. Однако их атомарный масштаб, измеряемый долями нанометра, слишком мал (подвержен квантовым флуктуациям) и плохо управляем. Если же сделать периодическое поле искусственно, построив, например, решётку из чередующихся слоёв разных материалов или сформировав плоскую периодическую последовательность металлических электродов [12], то масштаб неоднородности в таком устройстве будет уже лежать в диапазоне от нескольких единиц до нескольких десятков нанометров, т.е., будет достаточно крупным (квазиклассически стабильным), а параметрами устройства можно будет управлять. Такие искусственные, сверхбольшие по атомным масштабам решётки, иногда называют “Man made crystals”.

В подобных сверхрешётках по-новому протекают многие процессы, в том числе и в системах со спин-орбитальным взаимодействием. Как будет обсуждаться ниже, если электроны в системах с СО взаимодействием попадают под влияние искусственной сверхрешётки, то направление спинов становится вполне упорядоченным для данного волнового вектора, причём картина распределения спинов меняется в зависимости от области энергий (энергетической зоны) квазичастицы. Более того, внесение в систему новых неоднородностей, таких как границы с однородным полупространством, также расширяет возможности создания неоднородной спиновой плотности.

Ещё одним способом создания в системе неравновесного состояния служит, например, воздействие на неё внешним электрическим полем или электромагнитным излучением. Этот метод представляет особый интерес, поскольку наноструктуры обычно используются в условиях протекания через них электрического тока или при участии поглощения либо излучения света.

Приведённые примеры говорят о существовании возможностей управления (без внешнего магнитного поля) спином электрона в твердотельной структуре с искусственной сверхрешёткой, поскольку её параметры, в первую очередь, амплитуда периодического потенциала и период, могут быть настроены исходя из требуемых эффектов. Обсуждение этого класса задач составляет основное содержание данной работы.

Настоящий обзор построен следующим образом. В разделе 1 приводятся основные сведения о спин-орбитальном взаимодействии в двумерных наноструктурах, основываясь на базовых представлениях квантовой механики. В разделе 2 обсуждается модель для расчёта квантовых состояний и спиновой поляризации двумерного электронного га-

за со спин-орбитальным взаимодействием, помещённого в периодическое электрическое поле одномерной сверхрешётки. В разделе 3 рассматривается задача о формировании спиновой плотности при рассеянии на такой сверхрешётке. В разделе 4 приводятся результаты по образованию неравновесной спиновой плотности при воздействии на сверхрешётку с СО-взаимодействием электромагнитного излучения различной поляризации, а в разделе 5 обсуждается протекание через такую сверхрешётку постоянного электрического тока и свойства формирующихся при этом спиновых текстур. Выводы из обсуждавшихся задач и новые требующие решения задачи обсуждаются в заключительном разделе.

1. Введение. Квантовые состояния в двумерном электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы и Дрессельхауза

1.1. Различные вклады в спин-орбитальное взаимодействие

Спин-орбитальное (СО) взаимодействие, возникающее при наличии пространственной неоднородности потенциальной энергии $V(\mathbf{r})$, описывается вкладом H_{SO} в гамильтониан частицы вида [6]

$$H_{SO} = \frac{1}{4m_0^2c^2} [\nabla V \times \mathbf{p}] \vec{\sigma}, \quad (1)$$

где m_0 – масса одиночной частицы (электрона), \mathbf{p} – это вектор-оператор импульса, а оператор $\vec{\sigma}$ понимается как вектор $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ с компонентами, являющимися матрицами Паули [13]. При написании формулы (1) и далее по тексту мы, для простоты, принимаем значение постоянной Планка $\hbar = 1$ (реально, эта постоянная определяет величину коммутатора между квантовым импульсом и координатой, а также входит дополнительным множителем в выражение (1)).

Если неоднородность потенциальной энергии обусловлена резкими изменениями параметров образца вблизи его границ, такими, как гетеропереход в полупроводниковой структуре [12], то такая асимметрия называется структурной и обозначается SIA (Structure Inversion Asymmetry). При этом в СО взаимодействии доминирует вклад, называемый гамильтонианом Рашбы (Э.И. Рашба, 1960) [7]. Можно показать, что при выборе оси Oz вдоль направления градиента $\nabla V(\mathbf{r})$ этот вклад в гамильтониан будет иметь следующий вид [4]:

$$H_R = \alpha (\sigma_x p_y - \sigma_y p_x). \quad (2)$$

Константа α в формуле (2), называемая параметром Рашбы, определяет величину вклада данного типа СО взаимодействия и в типичных полупроводниковых структурах имеет значение в пределах $(1 \dots 5) \cdot 10^{-2} eV \cdot nm$. Поскольку своим происхождением вклад Рашбы в СО взаимодействие обязан внешней асимметрии структуры, величина параметра α может меняться при изменении внешнего электрического поля, причём результаты экспериментов говорят о возможном управляемом изменении параметра Рашбы в пределах 50% от первоначального значения, что очень важно для практических приложений [14].

Другой вклад в гамильтониан СО взаимодействия может дать внутренняя асимметрия расположения атомов в полупроводниковой структуре, когда кристалл не имеет центра

инверсии. Наличие такой асимметрии, обозначаемой как BIA (Bulk Inversion Asymmetry), соответствует слагаемому Дрессельхауза (G. Dresselhaus, 1955) в гамильтониане, линейная часть которого для двумерного электронного газа имеет следующий вид [8, 4]:

$$H_D = \beta(\sigma_x p_x - \sigma_y p_y). \quad (3)$$

Параметр β называют параметром Дрессельхауза. В большинстве исследуемых полупроводниковых наноструктур относительная величина отношения $\alpha/\beta \sim 1.5 \dots 2.2$. Подобный интервал параметров СО взаимодействия был, в частности, получен в недавних экспериментах по измерению фототока в квантовых ямах на основе GaAs и InAs [15].

1.2. Нахождение энергии и собственных функций

В общем случае вклады Рашбы (2) и Дрессельхауза (3) в СО взаимодействие одновременно присутствуют в гамильтониане для частицы в данной полупроводниковой структуре. Если кинетическая энергия определяется параболическим законом дисперсии с эффективной массой m , а потенциальная энергия постоянна, то квантовые состояния частицы со спин-орбитальным взаимодействием описываются гамильтонианом

$$H = \frac{p^2}{2m} + \alpha(\sigma_x p_y - \sigma_y p_x) + \beta(\sigma_x p_x - \sigma_y p_y). \quad (4)$$

Будем решать стационарное уравнение Шрёдингера $H\Psi = E\Psi$ с гамильтонианом (4). Поскольку в гамильтониан входят матрицы Паули, являющиеся матрицами второго порядка, волновая функция должна быть двухкомпонентным спинором, описывающим частицу со спином 1/2 [6, 13]. Можно видеть, что гамильтониан (4) содержит линейные и квадратичные по импульсу слагаемые. Собственными функциями таких операторов, как известно, являются плоские волны. Мы будем поэтому искать решение стационарного уравнения Шрёдингера в виде произведения плоской волны на неизвестный двухкомпонентный спинор:

$$\Psi = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Подставляя функцию (5) в стационарное уравнение Шрёдингера с гамильтонианом (4), получаем систему двух линейных однородных уравнений на компоненты спинора $c_{1,2}$:

$$\begin{cases} \left(\frac{k^2}{2m} - E \right) c_1 + z c_2 = 0 \\ z^* c_1 + \left(\frac{k^2}{2m} - E \right) c_2 = 0, \end{cases} \quad (6)$$

где $z = \alpha(k_y + ik_x) + \beta(k_x + ik_y)$. Условие равенства нулю определителя системы (6) позволяет найти энергетический спектр:

$$E_\lambda(\mathbf{k}) = \frac{k^2}{2m} + \lambda \sqrt{(\alpha k_y + \beta k_x)^2 + (\alpha k_x + \beta k_y)^2}, \quad \lambda = \pm 1. \quad (7)$$

После этого можно найти компоненты спинора $c_{1,2}$, т.е. волновую функцию, которая имеет вид:

$$\Psi_{\lambda\mathbf{k}} = \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \lambda e^{i\theta(\mathbf{k})} \end{pmatrix}, \quad \theta(\mathbf{k}) = \text{Arg}[\alpha k_y + \beta k_x - i(\alpha k_x + \beta k_y)], \quad \text{где } \lambda = \pm 1. \quad (8)$$

Таким образом, энергетический спектр (7) и волновые функции (8) гамильтониана (4) характеризуются набором квантовых чисел (λ, \mathbf{k}) . Волновой вектор, или импульс, здесь описывает плоскую волну так же, как и в отсутствие спин-орбитального взаимодействия. Новым является наличие дискретного квантового числа $\lambda = \pm 1$, отвечающего двум ветвям исходного параболического спектра, расщеплённых СО взаимодействием. Из (7) легко видеть, что в отсутствие СО взаимодействия, т.е. при $\alpha = \beta = 0$, мы получим простой параболический закон дисперсии.

Одним из наиболее важных вопросов, возникающих при рассмотрении систем с учётом спина, является задача о распределении спинов в пространстве квантовых чисел. Таким пространством в нашем случае является плоскость (k_x, k_y) импульсов двумерного электронного газа, на которой можно построить распределения спинов для каждой ветви спектра (7) с $\lambda = \pm 1$. Каждой точке (k_x, k_y) отвечает набор средних значений проекций спина $i = x, y, z$ в данном квантовом состоянии:

$$\sigma_i(\lambda, \mathbf{k}) = \langle \Psi_{\lambda\mathbf{k}} | \sigma_i | \Psi_{\lambda\mathbf{k}} \rangle. \quad (9)$$

Подставляя в выражение (9) волновую функцию (8), мы получаем, что $\sigma_z = 0$ тождественно для любых значений (λ, \mathbf{k}) , т.е. спины поляризованы в плоскости двумерного электронного газа, и в однородной структуре даже со сколь угодно сильным СО взаимодействием невозможно получить выходящую из плоскости газа спиновую поляризацию. Компоненты же проекций спинов в плоскости (k_x, k_y) образуют векторное поле со следующей структурой:

$$\vec{\sigma}_{\lambda\mathbf{k}} = (\sigma_x, \sigma_y) = \lambda(\cos \theta, \sin \theta), \quad (10)$$

где фаза $\theta(\mathbf{k})$ есть фаза для двухкомпонентного спинора (8).

1.3. Структура энергетического спектра и спиновой поляризации

Рассмотрим вначале случай, когда СО взаимодействие определяется только слагаемым Рашбы, т.е. $\beta = 0$, а $\alpha = 3 \cdot 10^{-2} \text{ eV} \cdot \text{nm}$ и эффективная масса для электронов проводимости в GaAs $m = 0.067m_0$. Из общего выражения (7) для энергии мы получаем, что

$$E_R(\lambda, \mathbf{k}) = \frac{k^2}{2m} + \lambda\alpha \cdot k, \quad \lambda = \pm 1. \quad (11)$$

Структура закона дисперсии (11) в зависимости от волнового вектора $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ приведена на рис. 2 для обеих ветвей спектра $\lambda = \pm 1$. Половина спектра при этом удалена для наглядности восприятия строения дисперсионных кривых. Внешняя (нижняя) ветвь спектра на рис.2 соответствует $\lambda = -1$, а внутренняя (верхняя) ветвь описывается выражением (11) с $\lambda = 1$.

Значения спиновых проекций для гамильтониана Рашбы определяются выражением (10) с фазой $\theta(\mathbf{k})$ из (8). Полученная схематическая картина векторного поля $\vec{\sigma}_{\lambda\mathbf{k}} = (\sigma_x, \sigma_y)$ приведена на рис. 3. Видно, что для обеих ветвей спектра с $\lambda = \pm 1$ распределения спинов имеют вид однородных вихрей с противоположным направлением вращения. Обращает на себя внимание упорядоченность распределения спинов в импульсном пространстве даже в отсутствии внешнего магнитного поля. Подобной упоря-

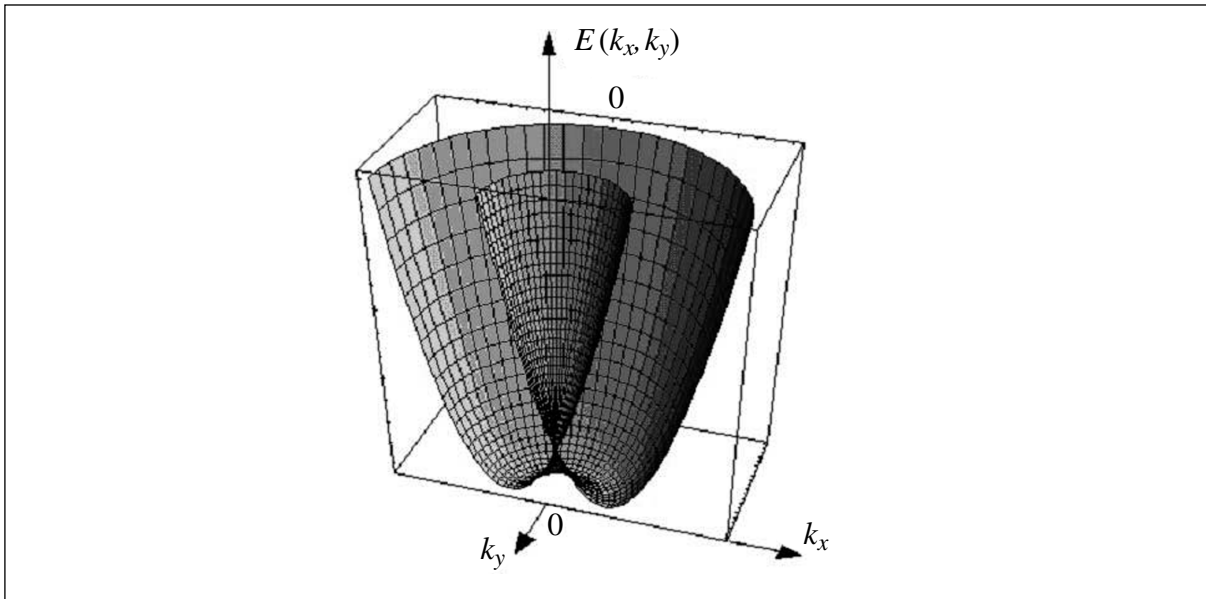


Рис. 2. Структура закона дисперсии (11) гамильтониана Рашбы в зависимости от волнового вектора $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ для обеих ветвей спектра $\lambda = \pm 1$. Половина спектра при этом удалена для наглядности восприятия строения дисперсионных кривых. Параметры двумерного электронного газа $\alpha = 3 \cdot 10^{-2} \text{ eV} \cdot \text{nm}$ и $m = 0.067m_0$.

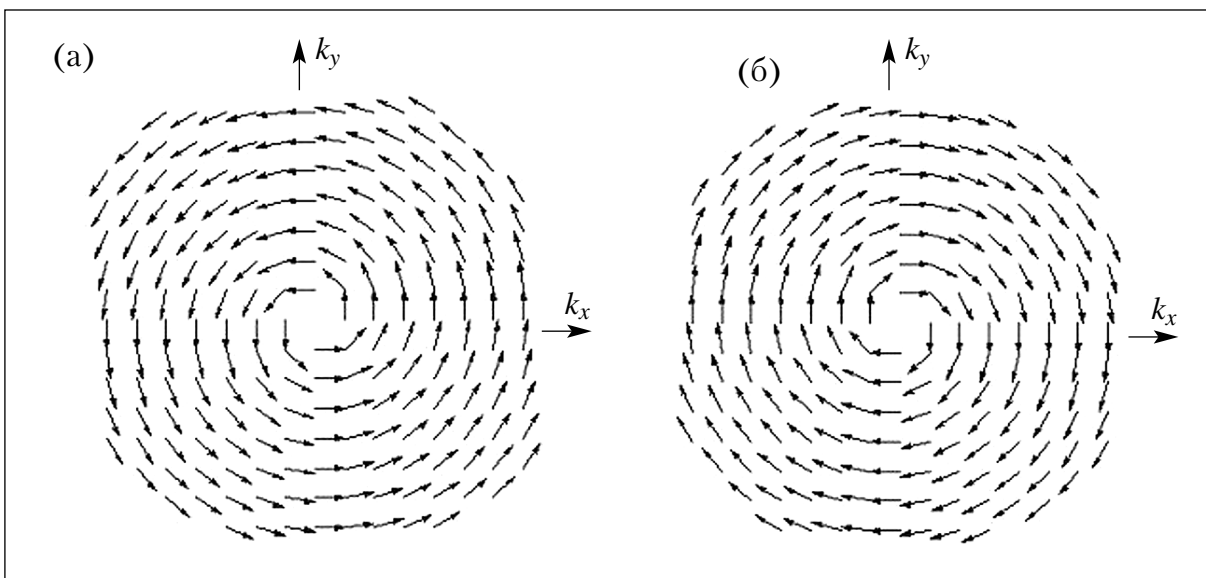


Рис. 3. Распределения спиновых проекций $\vec{\sigma}_{\lambda\mathbf{k}} = (\sigma_x, \sigma_y)$ для гамильтониана Рашбы со спектром на Рис. 2 показаны (а) в нижней зоне с $\lambda = -1$ и (б) в верхней зоне с $\lambda = 1$. Для обеих ветвей спектра с $\lambda = \pm 1$ распределения спинов имеют вид однородных вихрей с противоположным направлением вращения.

доченности было невозможно добиться в двумерном электронном газе без СО-взаимодействия, где имеет место хаотическое распределение спинов (рис. 1).

Перейдём к более общему случаю, когда одновременно присутствуют вклады в СО взаимодействие как Рашбы, так и Дрессельхауза. Будем рассматривать ситуацию, когда $\alpha = 3 \cdot 10^{-2} \text{ eV} \cdot \text{nm}$, а параметр Дрессельхауза $\beta = 2 \cdot 10^{-2} \text{ eV} \cdot \text{nm}$, и по-прежнему $m = 0.067m_0$. Энергетический спектр (7) для обеих ветвей $\lambda = \pm 1$ показан на рис.3.

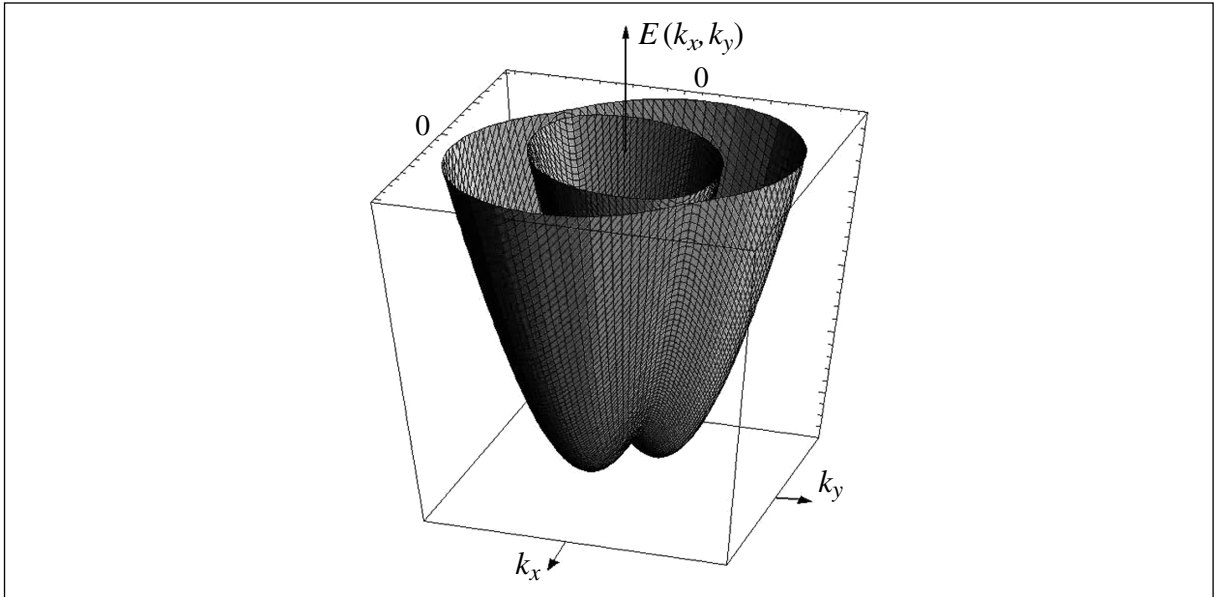


Рис. 4. Энергетический спектр (7) для обеих ветвей $\lambda = \pm 1$ спектра с СО взаимодействием Рашбы и Дрессельхауза. В спектре отсутствует симметрия $k_x \rightarrow -k_x$, $k_y \rightarrow -k_y$, но в силу теоремы Крамерса сохраняется центр инверсии закона для дисперсии $E(\mathbf{k}) = E(-\mathbf{k})$. Параметры задачи $\alpha = 3 \cdot 10^{-2} \text{ eV} \cdot \text{ nm}$, $\beta = 2 \cdot 10^{-2} \text{ eV} \cdot \text{ nm}$, $m = 0.067m_0$.

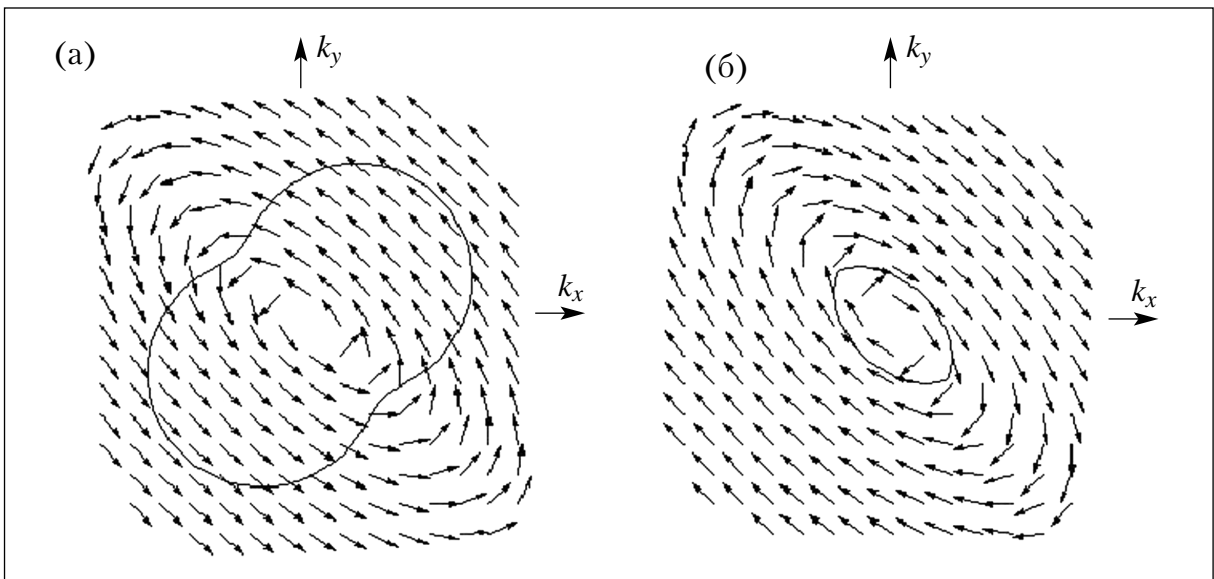


Рис. 5. Распределения спинов для задачи с $\alpha = 3 \cdot 10^{-2} \text{ eV} \cdot \text{ nm}$, $\beta = 2 \cdot 10^{-2} \text{ eV} \cdot \text{ nm}$ показано вместе с одним из контуров постоянной энергии $E(\lambda, \mathbf{k}) = \text{const}$ показано (а) для нижней ветви спектра с $\lambda = -1$ и (б) для верхней ветви спектра с $\lambda = 1$. Симметрия распределения спинов отражает и симметрию закона дисперсии в \mathbf{k} -пространстве.

Можно видеть, что в общей ситуации $\alpha\beta \neq 0$, в соответствии с теоремой Крамерса [13], сохраняется центр инверсии закона дисперсии. Распределения спинов для данной задачи вместе с одним из контуров постоянной энергии $E(\lambda, \mathbf{k}) = \text{const}$ показаны на рис. 5, при этом рис. 5(а) отвечает нижней ветви спектра с $\lambda = -1$, а рис. 5(б) описывает распределение для верхней ветви спектра с $\lambda = 1$. Обращает на себя внимание различие в форме и площади контура постоянной энергии на рис. 5(а) и рис. 5(б). Различие в площади сечений

$E = \text{const}$ для $\lambda = -1$ и $\lambda = 1$ имеет место и для рассмотренной ранее задачи с $\beta = 0$, как это можно видеть на рис. 2, проводя сечения $E = \text{const}$. Из сопоставления формы изоэнергетического контура и направления спинов можно сделать вывод, что симметрия распределения спинов отражает и симметрию закона дисперсии в \mathbf{k} -пространстве.

Несмотря на многообещающий характер упорядоченного распределения спинов в двумерном электронном газе с СО-взаимодействием Рашбы или Дрессельхауза, продемонстрированный на рис. 3 и рис. 5, практические приложения такого распределения встречают существенные трудности. Дело в том, что создать в реально используемых в электронике структурах распределения носителей заряда с выделенными направлениями в импульсном пространстве, которым отвечают требуемые проекции спина на рис. 3, 5, очень непросто. Как известно, в состоянии термодинамического равновесия по мере роста концентрации носители заряда заполняют все состояния до уровня Ферми в соответствии с законом дисперсии $E(\mathbf{k})$, обладающим симметрией $E(\mathbf{k}) = E(-\mathbf{k})$, причём $\mathbf{S}(\mathbf{k}) = -\mathbf{S}(-\mathbf{k})$, как это видно на рис. 3, 5. Таким образом, в равновесии каждому заполненному состоянию (k_x, k_y) со спином $\mathbf{S}(\mathbf{k})$ отвечает заполненное же состояние с противоположным спином $-\mathbf{S}(-\mathbf{k})$, и в результате мы не обнаруживаем какой-либо спиновой плотности в любой точке пространства.

Следовательно, нам необходимо создавать условия, при которых, во-первых, состояния двумерного электронного газа будут иметь проекцию спина, выходящую из плоскости компонент импульса, отвечающих плоскости самого газа, и, во-вторых, при заполнении состояний вплоть до уровня Ферми будет образовываться локально ненулевая спиновая плотность, которую можно использовать в практических целях спинтроники, информатики и квантовых вычислений. Ниже будет показано, что оба этих требования можно выполнить при помещении двумерного электронного газа со спин-орбитальным взаимодействием в периодическое поле искусственной сверхрешётки.

2. Квантовые состояния и спиновая поляризация в сверхрешётке со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы

Квантовые состояния электронов и дырок в полупроводниковых структурах, где спин-орбитальное взаимодействие связано с отсутствием центра симметрии ограничивающего потенциала структуры, изучались в ряде работ, и в настоящем обзоре мы упомянем лишь некоторые из них. В частности были исследованы состояния в квазиодномерных структурах – квантовых проволоках, квантовых точках [16,17], а также в структурах со спин-орбитальным взаимодействием, находящихся в постоянном магнитном поле различной ориентации [18]. Одномерные периодические структуры со спин-орбитальным взаимодействием изучались в работах [19-21]. В работе [19] исследовался баллистический транспорт в двумерном волноводе, с периодически изменяющейся шириной. В рамках теории возмущений была рассчитана спиновая поляризация электронов, прошедших через такой волновод конечной длины. В работе [20] были рассчитаны коэффициенты прохождения для квазиодномерной системы, состоящей из участков с различной величиной СО взаимодействия. Авторы статьи [21] в однозонном приближении сильной связи получили выражение для спектра периодической одномерной структуры и рассчитали намагниченность, возникающую в постоянном электрическом поле.

В этом разделе мы обсудим влияние спин-орбитального взаимодействия на зонную структуру, волновые функции и распределение спиновой плотности в латеральной

сверхрешетке [22,23], т.е. структуре на поверхности материала с двумерным электронным газом, в которой периодичность создана в поперечном к ориентации квантовой ямы направлении и в плоскости самого электронного газа. Как уже упоминалось выше, подобные латеральные СО сверхрешетки могут быть созданы с помощью металлических затворов, расположенных над двумерным электронным газом [12] и модулирующих как электростатический потенциал, так и параметр Рашбы, а также путем периодической модуляции химического состава структуры. Будем для простоты вначале рассматривать лишь вклад (2) в СО-взаимодействие, который даёт гамильтониан Рашбы. Такое приближение представляется оправданным для большинства типов используемых гетероструктур, поскольку эксперименты по фототоку свидетельствуют о доминирующем характере этого вклада [15]. Учёт вклада от гамильтониана Дрессельхауза будет произведён ниже в разделах 2.4 и 5.

2.1. Энергетический спектр и блоховские спиноры

Гамильтониан рассматриваемой системы можно записать в виде суммы двух слагаемых:

$$H = H_0 + V(x), \quad (12)$$

где в слагаемом $H_0 = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + \alpha (\sigma_x p_y - \sigma_y p_x)$ учтено спин-орбитальное взаимодействие

Рашбы, а функция $V(x) = V(x+a)$ описывает периодический потенциал одномерной искусственной сверхрешетки. Для моделирования периодического (электростатического) потенциала одномерной сверхрешетки можно выбрать простейшую периодическую функцию вида

$$V(x) = V_0 \cos \frac{2\pi x}{a}, \quad (13)$$

где a есть период сверхрешётки, а V_0 представляет собой регулируемую амплитуду потенциала.

Вообще говоря, в операторе Гамильтона (12) должны быть учтены периодические слагаемые, связанные с модуляцией параметра спин-орбитального взаимодействия электрическим полем решетки. Такая переменная часть СО взаимодействия с параметром

$\alpha_1(x)$, описывается слагаемым $\frac{1}{2} [\vec{z} \times \vec{\sigma}] (\alpha_1(x) \vec{p} + \vec{p} \alpha_1(x))$ [10]. Однако оценка вели-

чины напряженности электрического поля, которое можно создать в гетеропереходе с помощью металлических затворов, показывает, что основной добавочный вклад в (12), все-таки, вносит электростатический потенциал (см., например, [21]). Наши расчёты показали, что учёт модуляции параметра Рашбы приводит к качественно схожим результатам для энергетического спектра и спиновой поляризации [23].

Сверхрешётку, в которой гамильтониан носителей заряда содержит спин-орбитальное взаимодействие, мы будем ниже для краткости называть СО-сверхрешёткой.

Слагаемое, определяющее спин-орбитальное взаимодействие в гамильтониане H_0 , линейно зависит от импульса. При этом вырождение по спину снимается и собственные значения, а также собственные функции – спиноры первого ранга – определяются выражениями (7), (8), в которых в отсутствии вклада от гамильтониана Дрессельхауза следует положить $\beta = 0$.

При наличии дополнительного периодического потенциала $V(x)$ мы будем искать решение в виде блоховской функции [1,12], представленной в виде ряда по собственным функциям гамильтониана H_0 :

$$\Psi_{\mathbf{k}}^s(x, y) = \sum_{n\lambda} a_{n\lambda}^s(\mathbf{k}_n) \psi_{\mathbf{k}_n}(x, y). \quad (14)$$

Здесь состояния задаются квазиимпульсом \mathbf{k} , определенным в одномерной зоне Бриллюэна $-\pi/a \leq k_x \leq \pi/a$, а также номером зоны s . Согласно общим методам зонной теории твёрдых тел, разложение ведётся по волновым функциям $\psi_{\mathbf{k}_n}$ гамильтониана H_0 с импульсом $\mathbf{k}_n(k_x + b_n, k_y)$, сдвинутым на вектор, кратный вектору обратной решётки $(b_n, 0)$, где $b_n = 2\pi/a n$.

Отметим, что волновые функции $\psi_{\mathbf{k}_n}(x, y)$ есть двухкомпонентные спиноры вида (8). Однако при трансляции на период решетки по направлению x обе компоненты итогового спинора (14) должны преобразовываться как функции Блоха и в этом смысле являются обычными блоховскими функциями из классической теории твёрдого тела. Таким образом, при исследовании сверхрешёток со спин-орбитальным взаимодействием необходимо ввести в рассмотрение блоховские спиноры.

Подставляя спинор $\Psi_{\mathbf{k}}^s(x, y)$ в уравнение Шрёдингера, сделаем обычную проекцию на базис: умножим уравнение слева на функцию $\psi_{n'\lambda'}^*$ и выполним интегрирование по координатам. В результате приходим к следующему матричному уравнению для коэффициентов разложения $a_{n\lambda}(\mathbf{k}_n)$:

$$\sum_{n', \lambda'} \left[(E_{n', \lambda'}^R(\mathbf{k}_{n'}) - E) \delta_{nn'} \delta_{\lambda\lambda'} + V_{nn'}^{\lambda\lambda'} \right] a_{n', \lambda'}(\mathbf{k}_{n'}) = 0, \quad (15)$$

где $E_{n', \lambda'}^R(\mathbf{k}_{n'})$ – это собственные значения (11) диагонального в этом базисе гамильтониана H_0 , а индексы принимают значения $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, и $\lambda = \pm 1$.

Отметим, что в рассматриваемой модели периодического потенциала отличны от нуля только матричные элементы $V_{nn'}^{\lambda\lambda'}$ с индексами n и n' , отличающимися на ± 1 . Анализ системы (15) позволяет объяснить структуру разрешенных и запрещенных энергетических зон в СО сверхрешетки. Так матричные элементы $V_{n, n\pm 1}^{+-}$ и $V_{n, n\pm 1}^{-+}$, расположенные на первой и третьей побочных диагоналях, описывают взаимодействие между состояниями, характеризуемыми различными индексами λ и λ' и волновыми векторами, отличающимися на вектор обратной решетки b_1 . Матричные элементы $V_{n, n\pm 1}^{++}$ и $V_{n, n\pm 1}^{--}$, расположенные на вторых побочных диагоналях, лежащих по обе стороны от главной диагонали, описывают взаимодействие между состояниями, принадлежащими одной из ветвей спектра (11) (с индексом $\lambda = 1$ или $\lambda = -1$). Диагональные по n матричные элементы оператора возмущения, т.е., $V_{nn}^{\lambda\lambda'}$, в нашей модели периодического потенциала равны нулю.

Зависимость модулей матричных элементов от компонент k_x и k_y говорит о том, что при $k_y = 0$ матричные элементы $V_{n, n\pm 1}^{\lambda\lambda'}$ на границах и в центре одномерной зоны Бриллюэна, т.е. при $k_x = \pm \frac{\pi}{a}, 0$ обращаются в нуль, а матричные элементы $V_{n, n\pm 1}^{\lambda\lambda'}$ достигают максимального значения. Отметим также, что при $k_y \gg \frac{\pi}{a}$ модуль матричных

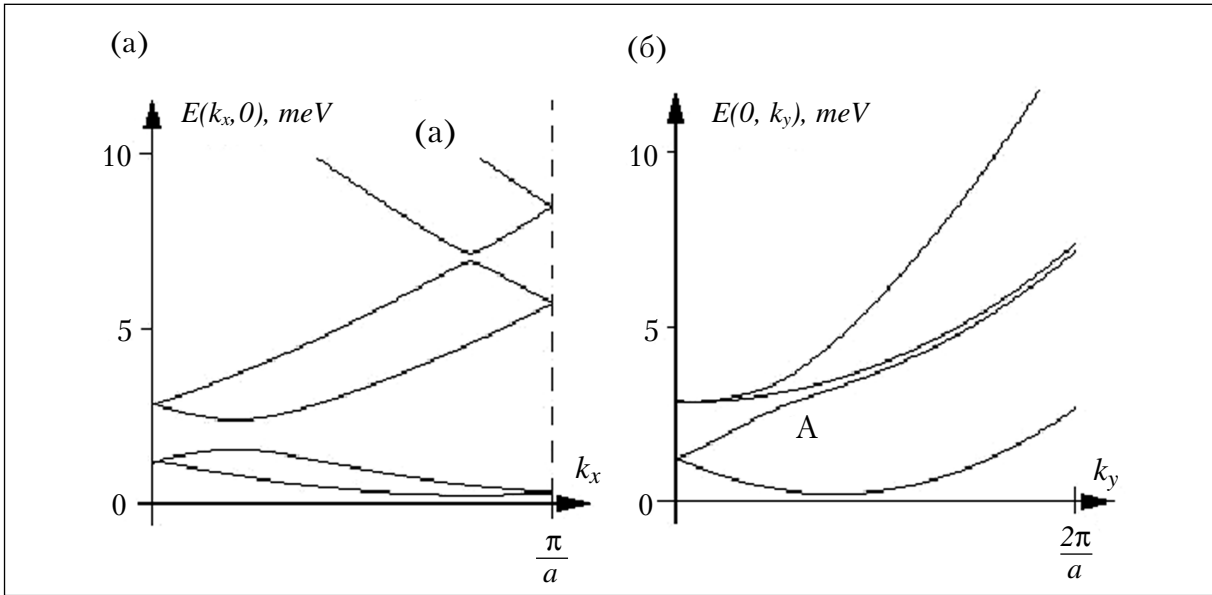


Рис. 6. Энергетический спектр в сверхрешётке со спин-орбитальным взаимодействием при значении параметра Рашбы $\alpha = 5 \cdot 10^{-2} \text{ eV} \cdot \text{nm}$, амплитуде периодического потенциала (13) $V_0 = 1.7 \text{ meV}$ и периоде сверхрешётки $a = 60 \text{ nm}$, показанный как (а) функция компоненты квазиимпульса k_x при $k_y = 0$ и (б) как функция компоненты импульса k_y при $k_x = 0$.

элементов с разными индексами λ и λ' , т.е., $V_{n,n+1}^{\lambda\lambda'}$, стремятся к нулю, а $V_{n,n+1}^{\lambda\lambda}$ максимальны.

Типичный энергетический спектр сверхрешетки, рассчитанный с помощью системы (15), представлен на рис. 6 [22]. В расчетах использовались следующие значения параметров: $V_0 = 1.7 \text{ meV}$, $\alpha = 5 \cdot 10^{-2} \text{ eV} \cdot \text{nm}$, эффективная масса $m = 0.067m_0$, $a = 60 \text{ nm}$. Большая величина параметра Рашбы α , которая в целом нехарактерна для структур на основе GaAs с $m = 0.067m_0$, была выбрана нами для более яркой иллюстрации принципиально новых эффектов, возникающих из-за СО-взаимодействия.

Необходимо заметить, что в соответствии с теоремой Крамерса выполняется условие $E_{s\uparrow}(\mathbf{k}) = E_{s\downarrow}(-\mathbf{k})$, и поэтому на рис. 6 показана только область с $k_x, k_y > 0$. Из рисунка следует, что в присутствии периодического потенциала вырождение по спину при $k_y = 0$ не снимается как в центре, так и на границах зоны Бриллюэна. Природа этого эффекта связана с тем, что матричные элементы $V_{n,n\pm 1}^{\lambda=\lambda'}$, как было отмечено выше, обращаются в нуль на границах зоны Бриллюэна $k_x = \pm\pi/a$, если $k_y = 0$. При $k_y \neq 0$ вырождение снимается во всех точках зоны Бриллюэна. Зависимость энергии от квантового числа k_y для вышеприведенных параметров показана на рис.6(б). Видно, что здесь вырождение снимается, что связано с наличием линейных по k_y слагаемых в H_0 , а также с взаимодействием между различными ветвями спектра (2), описываемым матричными элементами $V_{n,n\pm 1}^{\lambda=-\lambda'}$.

При определенных условиях возможно пересечение ветвей спектра $E(0, k_y)$, отвечающих разным зонам. Такая ситуация показана на рис. 6(б), где пересечение ветвей спектра 1 и 2 происходит в точке А, где взаимодействие приводит к расталкиванию дисперсионных кривых (антикроссингу) [17]. В этой точке проекция спинов меняет знак, как это будет видно из дальнейшего. Ситуация, когда антикроссинг имеет место только

между нижними энергетическими зонами, где ветвь 2 приближается к следующей по энергии ветви спектра, особенно интересна, поскольку в этом случае спины фермиевских электронов, принадлежащих ветвям спектра с противоположной киральностью, практически параллельны [17].

2.2. Симметрия волновых функций и спиновая чётность

Спинорные компоненты волновых функций электронов с СО взаимодействием в присутствии периодического потенциала могут характеризоваться квантовым числом, называемым спиновой четностью [21]. Это происходит, когда выполняется следующее соотношение между спинорными компонентами волновой функции:

$$\psi_{k_x=\pm\frac{\pi}{a},k_y,s}^{\uparrow}(x) = s\psi_{k_x=\pm\frac{\pi}{a},k_y,s}^{\downarrow}(-x). \quad (16)$$

Нами было показано [22], что спиновая четность существует при определенных значениях квазиимпульса электрона в двумерной зоне Бриллюэна. На рис.7 изображены волновые функции в СО сверхрешетке при определенных значениях квазиимпульса и соответствующая им спиновая четность. Видно, что две соседние зоны при фиксированном k_y отвечают разным значениям спиновой чётности, $s = 1$ и $s = -1$. При изменении знака компоненты импульса k_y , спиновая чётность также меняет знак, что приводит к смене знака компонент спиновой плотности.

2.3. Спиновая поляризация в зоне Бриллюэна

Управление спиновой поляризацией является одной из главных целей с точки зрения практического применения спинтроники. Представляет интерес расчет спиновой поляризации как в элементарной ячейке сверхрешетки, так и в соответствующей зоне Бриллюэна. В последнем случае будет определена спиновая ориентация электронов с различным значением квантового числа, отвечающего импульсу, что позволит рассчитать спиновую поляризацию электронов, движущихся в различных направлениях.

Мы рассчитали пространственное распределение спиновой плотности $S_{i\mathbf{k}}(x, y) = \psi_{\mathbf{k}}^{\dagger} \sigma_i \psi_{\mathbf{k}}$ для квантового состояния (s, \mathbf{k}) в точке \mathbf{k} s -й энергетической зоны. После интегрирования по пространственным переменным получается векторное поле в \mathbf{k} -пространстве, компонентами которого являются средние значения спиновых проекций в данной точке \mathbf{k} [22]:

$$\sigma_i(\mathbf{k}) = \langle \psi_{\mathbf{k}} | \sigma_i | \psi_{\mathbf{k}} \rangle. \quad (17)$$

На рис. 8 показаны распределения спинов (17) как компонент векторного поля (σ_x, σ_y) в зонах, отвечающих двум нижним ветвям спектра на рис. 6. Можно видеть, что топологическая структура спиновой поляризации качественно изменяется под влиянием периодического потенциала. Заметим прежде всего, что в низшей энергетической зоне, распределение для которой показано на рис. 8(а), структура типа однородного вихря сохраняется вблизи центра зоны Бриллюэна, и разрушается вблизи ее границ $k_x = \pm\pi/a$. Главным отличием спиновой поляризации вблизи этих линий является ориентация спинов вдоль оси x , т.е. $\sigma_y = 0$. Кроме того, ориентация спинов вдоль y при $k_y = 0$ приводит к появлению новой особой точки при $k_x = \pm\pi/a$ и $k_y = 0$ с геометрией векторного поля как у седловой точки.

Более сложная картина спиновой поляризации, изображенная на рис.8(б), отвечает распределению спинов в следующей по номеру энергетической зоне на рис.6. Вблизи

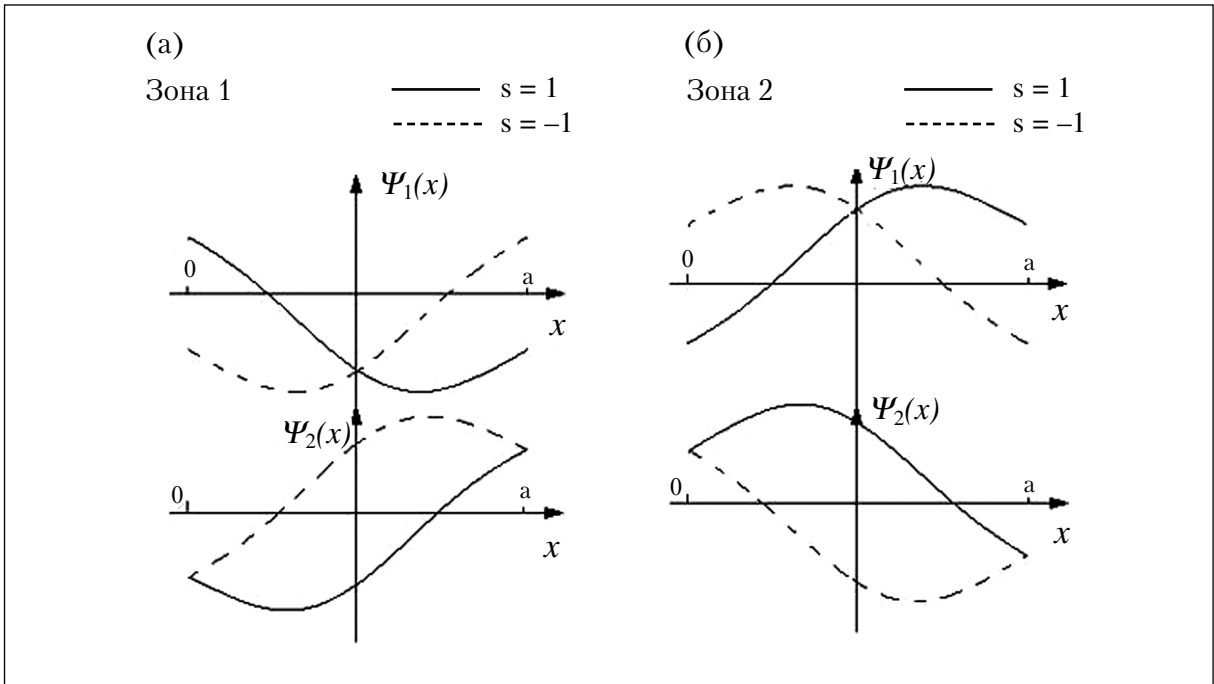


Рис. 7. Компоненты спиновых волновых функций в сверхрешётке при определенных значениях квазиимпульса и соответствующая им спиновая четность, показанные при фиксированном значении k_y для нижней зоны (а) и следующей за ней (б). Волновые функции отвечают разным значениям спиновой чётности, $s = 1$ и $s = -1$.

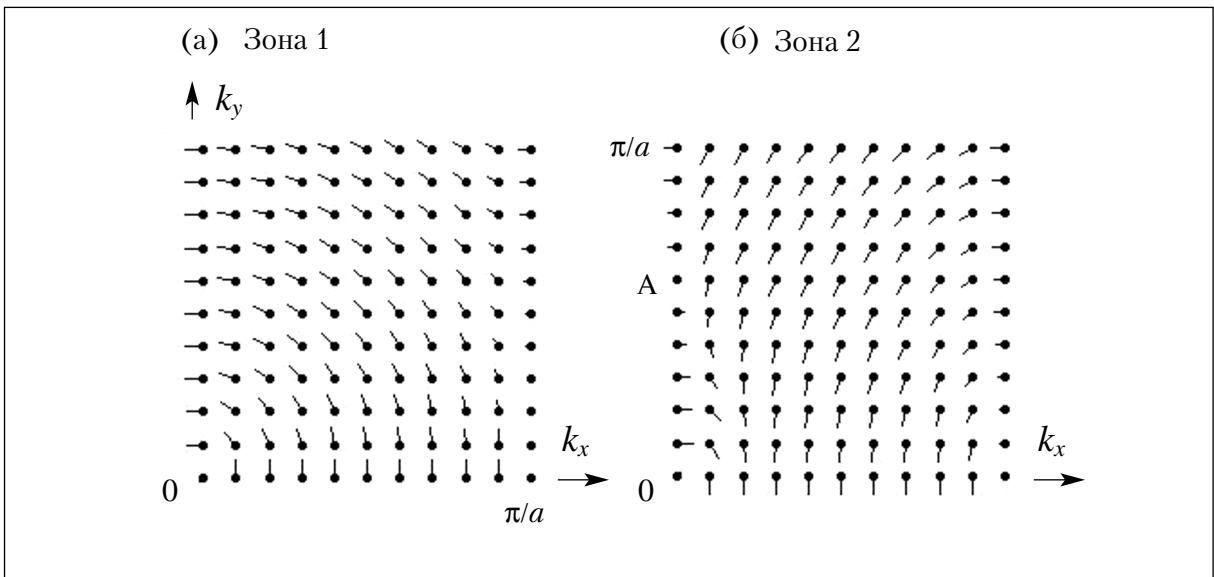


Рис. 8. Распределения средних значений проекций спинов (17) как компоненты векторного поля (σ_x, σ_y) в зонах, отвечающих ветвям 1 и 2 на рис. 1. Распределение типа однородного вихря нарушается на границах зоны Бриллюэна.

центра зоны Бриллюэна сохраняется топология однородного вихря с противоположной ориентацией спинов в силу принадлежности исходной энергетической зоны к другой ветви спектра Рашбы. Наибольшие отличия от однородного вихревого поля имеют место у границ зоны Бриллюэна, где появляется новый вихрь. Еще одной важной чертой распределения спинов на рис. 8(б) является наличие точки A переворота спинов, показан-

ной на оси $k_x = 0$. Можно показать, что эта точка отвечает точке A на спектре, изображенном на рис. 6(б), которая является точкой антикроссинга для дисперсионных кривых, принадлежащих различным энергетическим зонам. Необходимо отметить, что сближение и последующее расталкивание ветвей 1 и 2 имеет место и в других сечениях $k_x \neq 0$, не показанных на рис. 6(б). Однако, более ярко этот эффект выражен при $k_x = 0$, поскольку в этом сечении расстояние между ветвями 1 и 2 минимально. Соответственно, поворот спинов на линии $k_x = 0$ вблизи точки A происходит на больший угол, чем в других областях зоны Бриллюэна.

2.4. Квантовые состояния в системе с модуляцией параметра Рашбы и постоянным параметром Дрессельхауза

По аналогии с моделью, рассмотренной в п.2.1, можно также исследовать задачу о квантовых состояниях двумерного электронного газа в плоскости (xy) с модуляцией параметра Рашбы и постоянным параметром Дрессельхауза, предполагая, что газ находится в периодическом поле одномерной сверхрешетки $V(x)$ [23]. Гамильтониан такой задачи можно записать в виде суммы двух слагаемых:

$$H = H_0 + H_1. \quad (18)$$

Здесь первое слагаемое представляет собой гамильтониан свободной частицы со спин-орбитальным взаимодействием, описываемым суммой гамильтонианов Рашбы и Дрессельхауза,

$$H_0 = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + \alpha(\sigma_x p_y - \sigma_y p_x) + \beta(\sigma_x p_x - \sigma_y p_y), \quad (19)$$

где β – параметр Дрессельхауза. Второе слагаемое в (18) имеет вид

$$H_1 = V(x) + [\mathbf{z} \times \vec{\sigma}](\alpha_1(x)\mathbf{p} + \mathbf{p}\alpha_1(x))/2, \quad (20)$$

где $V(x) = V(x+a)$ – периодический электростатический потенциал сверхрешетки с периодом a , а второе слагаемое в (20) описывает модуляцию параметра спин-орбитального взаимодействия Рашбы электрическим полем решетки, направленным вдоль орта \mathbf{z} нормали к двумерному электронному газу. Как и ранее, мы будем использовать простейшую форму одномерной пространственной модуляции в виде

$$V(x) = V_0 \cos \frac{2\pi x}{a}, \quad \alpha_1(x) = \alpha_1 \cos \frac{2\pi x}{a}. \quad (21)$$

Остановимся вначале на собственных значениях и собственных функциях гамильтониана (18). Слагаемое, определяющее спин-орбитальное взаимодействие в гамильтониане H_0 , линейно зависит от импульса и играет роль эффективного магнитного поля. В таком поле вырождение по спину снимается и собственные значения, а также собственные функции – спиноры первого ранга – определяются выражениями (7), (8), где теперь оба параметра α и β не равны нулю.

Как и ранее, в присутствии периодического в пространстве слагаемого (20) в гамильтониане (18) мы будем искать решение в виде блоховской функции (4), представленной в виде ряда по собственным функциям гамильтониана H_0 , в результате чего получим матричное уравнение, полностью аналогичное по своей структуре уравнению (15), но с новыми матричными элементами.

Типичный энергетический спектр сверхрешетки, рассчитанный с помощью системы с гамильтонианом (18)-(19) показан на рис. 9 для двух низших энергетических зон как

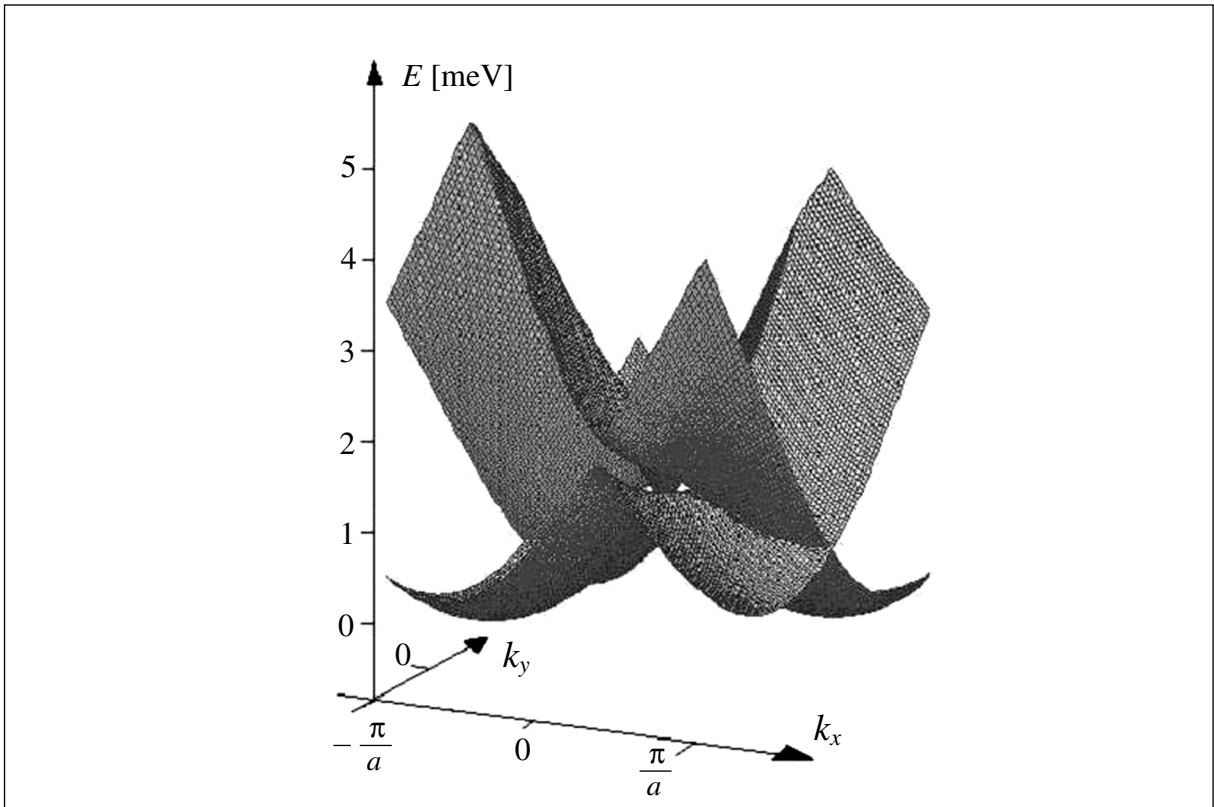


Рис. 9. Энергетический спектр в одномерной сверхрешётке периода $a = 60\text{nm}$ с эффективной массой $m = 0.067m_0$ и параметром Рашбы $\alpha_0 = 3 \cdot 10^{-2} \text{eV} \cdot \text{nm}$ в отсутствии электростатического потенциала, но с модулированным в пространстве параметром Рашбы с амплитудой $\alpha_1 = 10^{-2} \text{eV} \cdot \text{nm}$ и параметром Дрессельхауза $\beta = 2 \cdot 10^{-2} \text{eV} \cdot \text{nm}$.

функция (k_x, k_y) [23]. В расчёте используются следующие типичные значения параметров: эффективная масса $m = 0.067m_0$, параметр Рашбы $\alpha_0 = 3 \cdot 10^{-2} \text{eV} \cdot \text{nm}$ и период сверхрешетки $a = 60\text{nm}$. Энергетический спектр на рис.9 отвечает пространственно модулированному параметру Рашбы в системе с одновременным наличием вкладов Рашбы и Дрессельхауза с $\alpha_0 = 3 \cdot 10^{-2} \text{eV} \cdot \text{nm}$, $\beta = 2 \cdot 10^{-2} \text{eV} \cdot \text{nm}$, и модуляцией параметра Рашбы $\alpha_1(x) = \alpha_1 \cos 2\pi x/a$ с амплитудой $\alpha_1 = 10^{-2} \text{eV} \cdot \text{nm}$. При этом $V_0 = 0$, т.е. электростатический потенциал для спектра на рис. 9 отсутствует. В этом случае зонная структура образуется за счет матричных элементов (16), амплитуда которых определяется глубиной модуляции параметра Рашбы α_1/α_0 , равной в нашем случае $1/3$, что согласуется с экспериментальными данными [14].

По аналогии с расчётом спиновой поляризации в п.2.3 можно построить распределение спиновой поляризации в зоне Бриллюэна и для задачи с модулированным параметром Рашбы и постоянном параметре Дрессельхауза. На рис.10 показаны распределения спинов как компонент векторного поля (σ_x, σ_y) в зонах, отвечающих двум ветвям спектра на рис. 9. Из анализа рис. 10 можно сделать вывод, что топологическая структура спиновой поляризации качественно изменяется под влиянием периодического потенциала. В нижней энергетической зоне (рис. 10а) структура типа однородного вихря сохраняется вблизи центра зоны Бриллюэна, и разрушается вблизи ее границ. Более сложная картина спиновой поляризации на рис. 10(б) отвечает распределению спинов в верхней энергетической зоне на рис. 9. Структура типа однородного вихря наблюдается

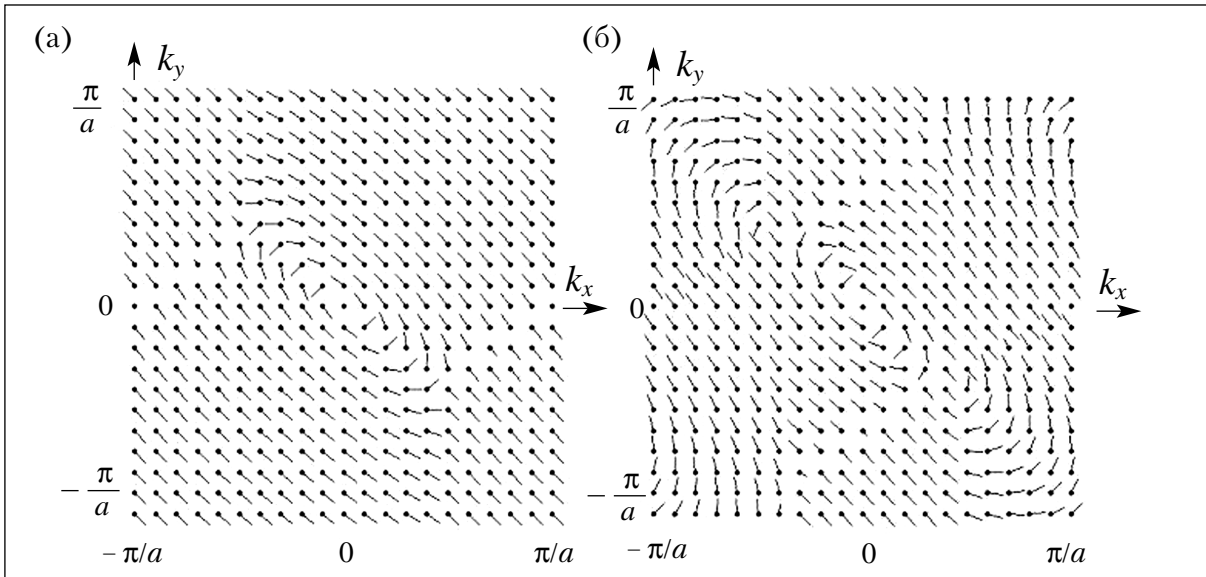


Рис. 10. Распределения проекций спинов как компонент векторного поля (σ_x, σ_y) для сверхрешётки с пространственно модулированным параметром спин-орбитального взаимодействия Рашбы и постоянным параметром Дрессельхауза в зонах, отвечающих (а) нижней энергетической зоне и (б) верхней энергетической зоне, показанным на рис. 9.

лишь вблизи центра зоны Бриллюэна, причём направления спинов на рис. 10б противоположны таковым на рис. 10а, что обусловлено принадлежностью данных зон к двум различным ветвям спектра (7) в отсутствие периодического потенциала. Следует отметить, что в присутствии периодического потенциала ориентация спинов на рис. 10 на границах зоны Бриллюэна $k_x = \pm\pi/a$ одинакова в силу топологической эквивалентности этих линий. При $V(x) = 0$ такой эквивалентности в системе, где одновременно $\alpha \neq 0$ и $\beta \neq 0$, не наблюдается. Необходимо сделать также важное замечание о доступности экспериментального наблюдения обсуждающихся эффектов спин-орбитального взаимодействия и периодического потенциала. Действительно, энергетический масштаб обнаруженных особенностей спектра (см. рис. 5, 9) и спиновой поляризации в СО сверхрешётках доступны для наблюдения при гелиевых температурах.

3. Задача о распределении спиновой плотности при рассеянии на сверхрешётке со спин-орбитальным взаимодействием

Актуальность задачи о спиновых свойствах транспортных явлений в наноструктурах обусловлена интенсивным развитием новой области спинтроники, называемой спиновой оптикой [10,5]. В данном разделе рассматривается задача рассеяния в системе, состоящей из двумерного электронного газа на границе однородного полупространства и одномерной полубесконечной сверхрешётки со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы, показанной на рис. 11 [24]. При такой постановке задачи геометрия системы на рис. 11 явно не обладает ни пространственной симметрией $x \rightarrow -x$, ни симметрией в импульсном пространстве $k_x \rightarrow -k_x$ (поскольку в рассеянии участвуют лишь электроны с проекцией импульса $k_x > 0$, принадлежащие ветви спектра (11) с $\lambda = \pm 1$, налетающие на сверхрешётку слева). В этой ситуации мы можем ожидать появления в сверхрешётке неоднородных пространственных распределений компонент спиновой плотности, что

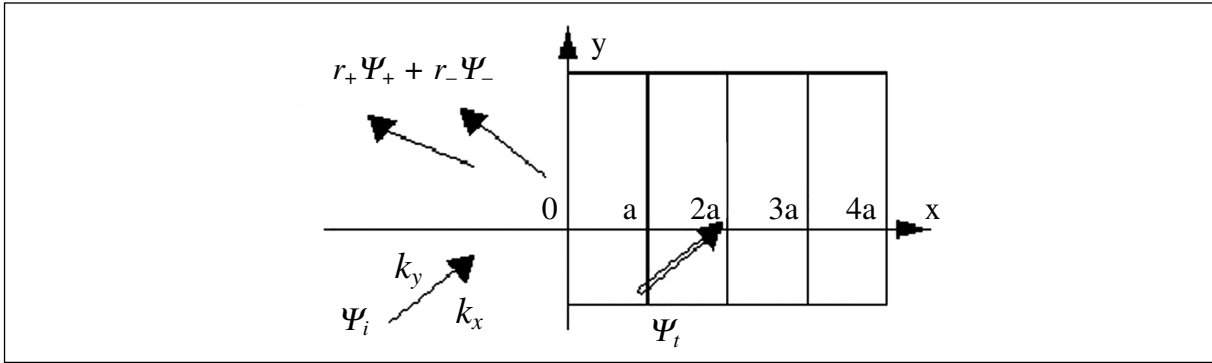


Рис. 11. Рассеяние на границе однородного полупространства (слева) и периодической сверхрешетки (справа) с периодом a при учете спин-орбитального взаимодействия. Показаны исходное набегающее состояние ψ_i , отраженная волна $r_+\psi_+ + r_-\psi_-$, и прошедшее в сверхрешетку состояние ψ_t .

как раз и является одной из главных целей при использовании спиновых степеней свободы в различных приложениях.

Задача о рассеянии налетающего на сверхрешётку слева электрона, описываемого двухкомпонентным спинором ψ_i вида (8), решается нами в предположении упругого рассеяния на границе $x=0$, когда сохраняется энергия налетающей волны и проекция импульса k_y , поскольку структура однородна вдоль направления y (см. рис. 11). Волновая функция в полупространстве $x < 0$ слева от границы представляет собой сумму падающей волны ψ_i вида (8) с произвольно выбираемыми волновым вектором \vec{k} с проекцией $k_x > 0$ и поляризацией $\lambda = \pm 1$, и двух отраженных волн ψ_{\pm} с различной поляризацией $\lambda = 1$ и $\lambda = -1$, также описываемых выражением (8) с проекциями $k_x < 0$, что отвечает движению от границы раздела налево. Таким образом, спинорная волновая функция в полупространстве $x < 0$ на рис. 11 может быть записана в виде линейной комбинации

$$\psi(x < 0) = \psi_i + r_+\psi_+ + r_-\psi_-, \quad (22)$$

где коэффициенты r_{\pm} должны определяться из граничных условий данной задачи рассеяния. Справа от границы в сверхрешетке волновая функция также является линейной комбинацией собственных функций, на этот раз блоховских спиноров ψ_n вида (14), отвечающих фиксированной энергии E и различающихся между собой лишь проекциями квазиимпульса k_x :

$$\psi_{\mathbf{k}}(x > 0) = \sum_n c_n(\mathbf{k}) \psi_n. \quad (23)$$

Коэффициенты c_n , а, значит, и все прошедшее состояние зависят от волнового вектора \vec{k} падающей волны. Величины r_{\pm} и c_n находятся из граничных условий при $x=0$:

$$\begin{cases} \psi(x=-0) = \psi(x=+0) \\ v_x \psi(x=-0) = v_x \psi(x=+0) \end{cases}, \quad (24)$$

где оператор скорости в присутствии СО-взаимодействия Рашбы имеет вид

$$v_x = \frac{p_x}{m} - \alpha \sigma_y. \quad (25)$$

Таким образом, задача сводится к решению системы неоднородных линейных уравнений, являющихся следствием граничных условий (24). В результате решения этой систе-

мы становится известно прошедшее в сверхрешётку квантовое состояние (23), знание которого позволяет рассчитать различные физически интересные характеристики.

Одним из параметров, представляющих интерес для спинтроники и пригодным для экспериментального детектирования, является спиновая плотность для прошедшего в сверхрешетку состояния (23):

$$S_{ik}(x, y) = \psi_{\mathbf{k}}^+ \sigma_i \psi_{\mathbf{k}}, \quad (26)$$

где $i = x, y, z$, а σ_i – это матрицы Паули. Выражение (26) зависит как от координат расположения прибора (x, y) , измеряющего в данной точке спиновую плотность, так и от волнового вектора $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ налетающего на сверхрешётку начального состояния (8). В процессе рассеяния, однако, участвует не одно состояние с данным $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$, а все электроны на уровне Ферми с $k = k_F$, движущиеся в сторону границы со сверхрешеткой, т.е. имеющие проекцию $k_x > 0$. Следовательно, экспериментально обнаруживаемой характеристикой спиновой плотности в точке (x, y) будет не спиновая плотность (26) для одного квантового состояния, а интегральная величина

$$S_i(x, y) = \int_{k=k_F, k_x > 0} \psi_{\mathbf{k}}^+ \sigma_i \psi_{\mathbf{k}} dk, \quad (27)$$

где интеграл берется по изоэнергетическим кривым спектра (7).

В силу однородности системы вдоль направления y компонента $S_y \equiv 0$, а остальные компоненты (S_x, S_z) спиновой плотности не зависят от координаты y , поэтому мы будем строить одномерные графики распределения компонент спиновой плотности вдоль сверхрешётки $(S_x(x), S_z(x))$. На рис. 12 показано пространственное распределение проекций спиновой плотности (27) вдоль сверхрешетки на основе InAs, где величина СО-взаимодействия Рашбы достигает максимальных значений из известных типичных гетероструктур [26]. Параметры рис.12 отвечают амплитуде периодического потенциала $V_0 = 5 \text{ meV}$ и энергии Ферми $E_F = 10 \text{ meV}$ (рис. 12(а)), а также $E_F = 20 \text{ meV}$ (рис. 12(б)). Масштаб по оси x измеряется в единицах периода сверхрешетки $a = 60 \text{ nm}$, детектирование происходит далеко от границы рассеяния при $n \gg 1$. На каждом из рисунков 12(а),(б) верхний график отвечает распределению проекций спиновой плотности S_x, S_z , а нижний – распределению S_x, S_y .

Из результатов, показанных на рис. 12, можно видеть, что распределение спиновой плотности в сверхрешетке имеет характер длиннопериодических стоячих волн. Из сравнения рис. 12(а) и рис. 12(б) можно сделать вывод, что картина формирования волн спиновой плотности не зависит качественно от конкретного значения уровня Ферми в двумерном электронном газе. Наши расчеты показали также, что данный вывод касается и весьма широких интервалов изменения амплитуды периодического потенциала V_0 , а также случая не равных между собой значений параметра Рашбы по обе стороны от границы рассеяния. Подобная малая чувствительность к исходным параметрам задачи позволяет сделать оптимистические прогнозы относительно экспериментального наблюдения данного эффекта. Обсуждаемые в данном разделе эффекты формирования волн спиновой плотности носят качественный характер, а масштаб энергетических величин в $10 - 20 \text{ meV}$ позволяет сделать вывод об их надежном обнаружении при гелиевых, а, возможно, и при азотных температурах. Следует ожидать, что в силу малой зависимости от конкретных параметров гетероструктур на основе InAs и InGaAs обсуждаемые в работе эффекты могут наблюдаться в различных экспериментах в области физики наноструктур, наноэлектроники и спинтроники.

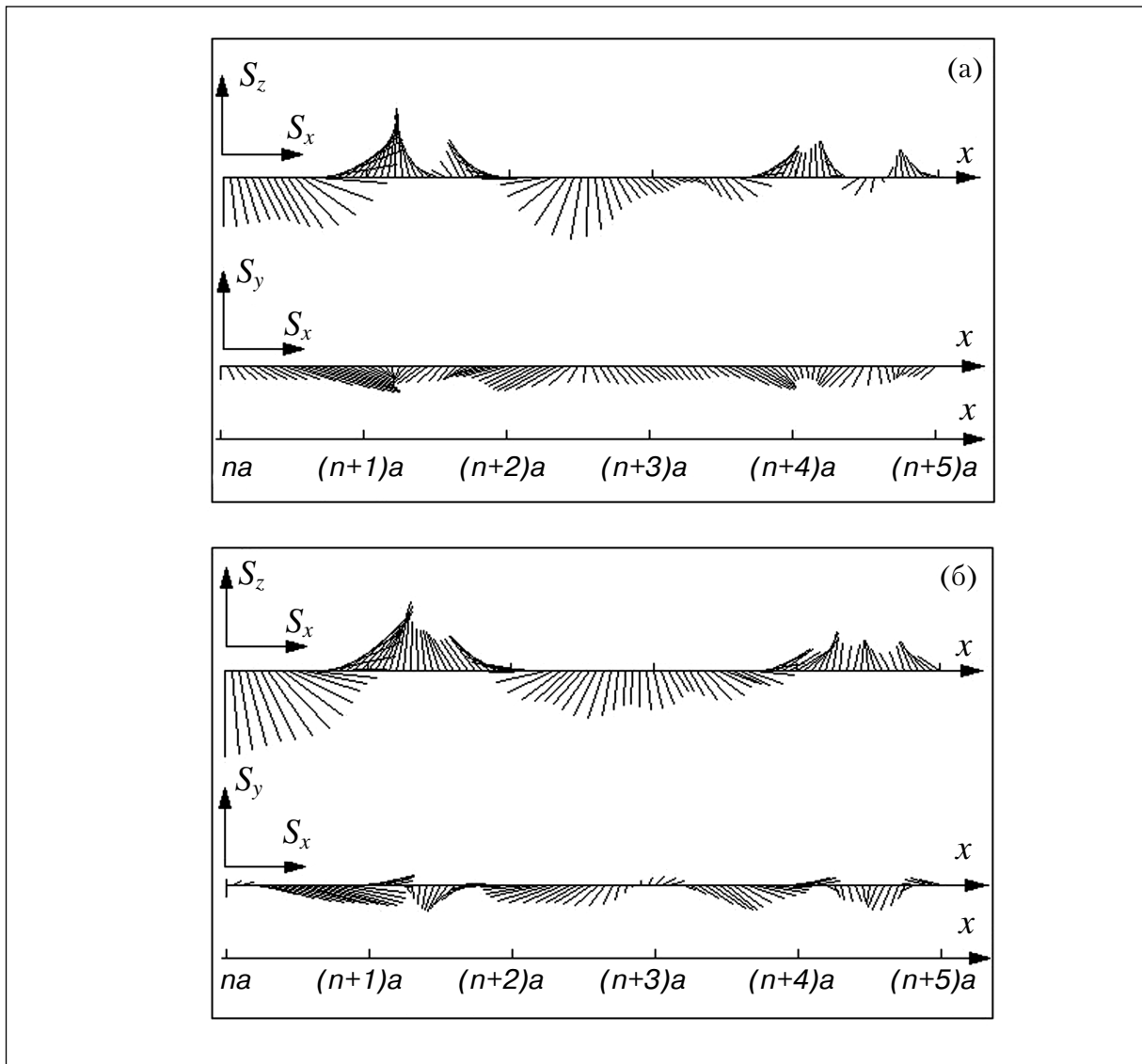


Рис. 12 Стоячие волны спиновой плотности в одномерной сверхрешетке (а) для энергии Ферми $E_F = 10 \text{ meV}$; (б) для энергии Ферми $E_F = 20 \text{ meV}$. Масштаб по оси X измеряется в единицах периода $a = 60 \text{ nm}$. На каждом рис. (а), (б) верхний и нижний графики отвечают распределению проекций (S_x, S_z) и (S_x, S_y) . Видны стоячие длиннопериодические волны спиновой плотности на нескольких периодах сверхрешетки.

4. Генерация неравновесной спиновой плотности в СО-сверхрешётке при воздействии электромагнитным излучением терагерцового диапазона

Вопросы взаимодействия излучения с веществом всегда занимали одно из центральных мест в физике конденсированного состояния. В частности, развитие спинтроники сделало актуальной исследование задач о влиянии электромагнитного излучения на спиновые свойства носителей заряда в гетероструктурах, и в настоящее время интенсивно исследуются возможности оптического управления спиновыми свойствами электронов [26,27]. Так, было предсказано появление неравновесной спиновой плотности и спиновых токов при оптическом возбуждении носителей в квантовых ямах, где существенную роль играет спин-орбитальное взаимодействие [27]. Описанный выше двумерный

электронный газ с СО-взаимодействием, находящийся в периодическом поле сверхрешётки, характеризуется типичными значениями расстояний по шкале энергий между различными энергетическими зонами, лежащими в интервале $5-20\text{meV}$. Этот интервал отвечает так называемому терагерцовому диапазону частот электромагнитного излучения ($1\text{ терагерц} = 10^{12}\text{ Гц}$), который в настоящее время привлекает значительное внимание. Таким образом, становится понятной мотивация в исследовании задачи о возможной генерации и свойствах возбуждённой неравновесной спиновой плотности в одномерной сверхрешетке с СО-взаимодействием Рашбы [28]. Было обнаружено, что электромагнитное излучение различной поляризации действительно вызывает эффективные переходы между энергетическими минизонами сверхрешетки и приводит к формированию нетривиального пространственного распределение возбужденной спиновой плотности на периоде сверхрешётки, причём форма самого распределения зависит, в том числе, и от положения уровня Ферми.

Рассмотрим основные этапы решения поставленной задачи. Типичный энергетический спектр электронов в сверхрешетке с периодом $a = 60\text{ nm}$ и амплитудой $V_0 = 10\text{meV}$ над двумерным газом на основе InAs с $m = 0.036m_0$ и большой величиной параметра Рашбы $\alpha = 2 \cdot 10^{-2} eV \cdot nm$ [25] представлен на рис. 13. На нём показана также энергия кванта электромагнитного излучения, вызывающего эффективные переходы между двумя низшими минизонами, образованными наличием СО-взаимодействия Рашбы (2).

Неравновесное распределение компонент спиновой плотности $S_i(x, y)$ на периоде сверхрешетки при воздействии на двумерный электронный газ электромагнитного излучения с амплитудой E_ω на частоте ω и поляризацией $\mathbf{e} = (e_1, e_2, e_3)$ может быть найдено в рамках теории возмущений по формуле [27,28]

$$S_i(x, y) = \frac{\pi e^2 E_\omega^2}{\omega^2} \int d^2k \sum_{jl} \xi_i^{jl}(\mathbf{k}) \overline{e_j} e_l, \quad (28)$$

где черта означает комплексное сопряжение, а функция $\xi_i^{jl}(\mathbf{k})$ в системе единиц с $\hbar = 1$ имеет следующий вид:

$$\xi_i^{jl}(\mathbf{k}) = \sum_{c,m,m'} (\psi_{m'}^+ \sigma_i \psi_m) \overline{v_{m'c}^j} v_{mc}^l [\delta(\omega_{mc}(\mathbf{k}) - \omega) + \delta(\omega_{m'c}(\mathbf{k}) - \omega)]. \quad (29)$$

В этом выражении $\omega_{mc} = E_m - E_c$ обозначают частоты переходов между минизонами, а операторы скорости вычисляются по формуле $v^i = \partial H / \partial k_i$ и определяются выражением (25).

При расчете спиновой плотности $S_i(x)$ было обнаружено, что в данном диапазоне излучений и параметров электронного газа появляются эффективные переходы между минизонами на рис. 13, где формируется пространственное распределение возбужденной спиновой плотности на периоде сверхрешётки. Наиболее интересным является то, что форма самого распределения для различных компонент $S_i(x)$ зависит в том числе и от положения уровня Ферми в электронном газе. На рис.14 представлены примеры такого распределения как векторного поля ($S_x(x), S_z(x)$) для излучения, линейно поляризованного в направлении сверхрешетки и циркулярно поляризованного в плоскости гетероструктуры. Как и в задаче рассеяния, обсуждавшейся в разделе 3, симметрия систе-

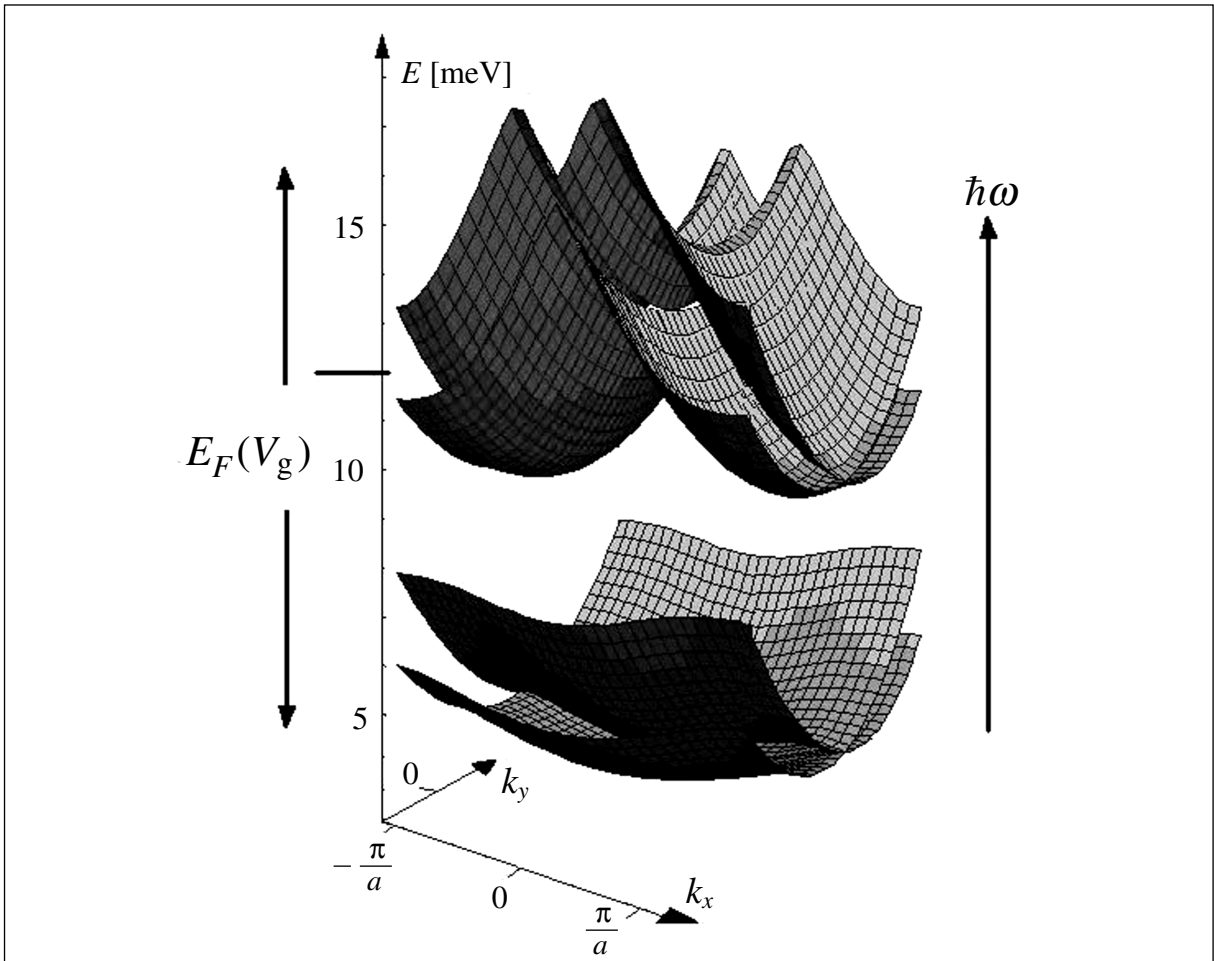


Рис. 13. Энергетический спектр электронов в сверхрешетке с периодом 60nm на основе InAs с эффективной массой $0.036 m_0$ и параметром спин-орбитального взаимодействия Рашбы $\alpha = 2 \cdot 10^{-2} \text{eV} \cdot \text{nm}$, в поле периодического потенциала (13) с амплитудой 10meV .

мы приводит к тому, что индуцированная спиновая плотность $(S_x(x), S_z(x))$ имеет лишь x - и z -компоненты, и зависит только от координаты x на периоде сверхрешётки. Интенсивность рассматриваемого излучения находится в пределах $0.3 \text{w}/\text{cm}^2$, что является доступным для современной экспериментальной техники изучения оптических свойств наноструктур [29]. Амплитуда индуцированной спиновой плотности на рис.14 пропорциональна поверхностной плотности оптически возбужденных носителей заряда, которую по данным экспериментов можно оценить в $10^{10} \dots 10^{11} \text{cm}^{-2}$ [29]. Различные участки на рис. 14, расположенные сверху вниз, отвечают различным значениям уровня Ферми двумерного электронного газа, положением которого, как известно, можно управлять при изменении напряжения на затворе гетероструктуры [4,12], что говорит о возможности управляемого использования описываемых эффектов. При низко лежащем уровне Ферми (верхние графики на рис. 14) возбужденная спиновая плотность имеет сравнительно низкую амплитуду в силу малого числа переходов из-за низкого фактора заполнения. Сходная картина наблюдается и для больших значений энергии Ферми (нижние графики на рис. 14), что объясняется заполнением обеих групп близко расположенных энергетических минизон на рис. 13 и наличием переходов в основном в вышележащие минизоны, интенсивность которых для рассматриваемых параметров излу-

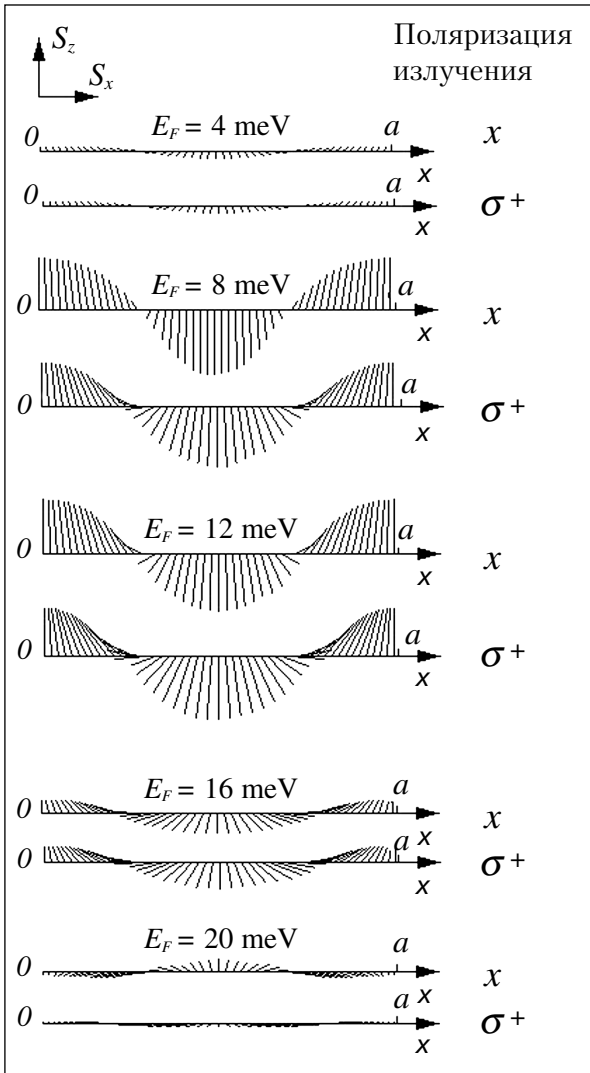


Рис. 14. Распределение возбуждённой спиновой плотности как векторного поля ($S_x(x)$, $S_z(x)$) для линейно и циркулярно поляризованных электромагнитных волн при различных значениях уровня Ферми электронного газа в сверхрешетке со спин – орбитальным взаимодействием.

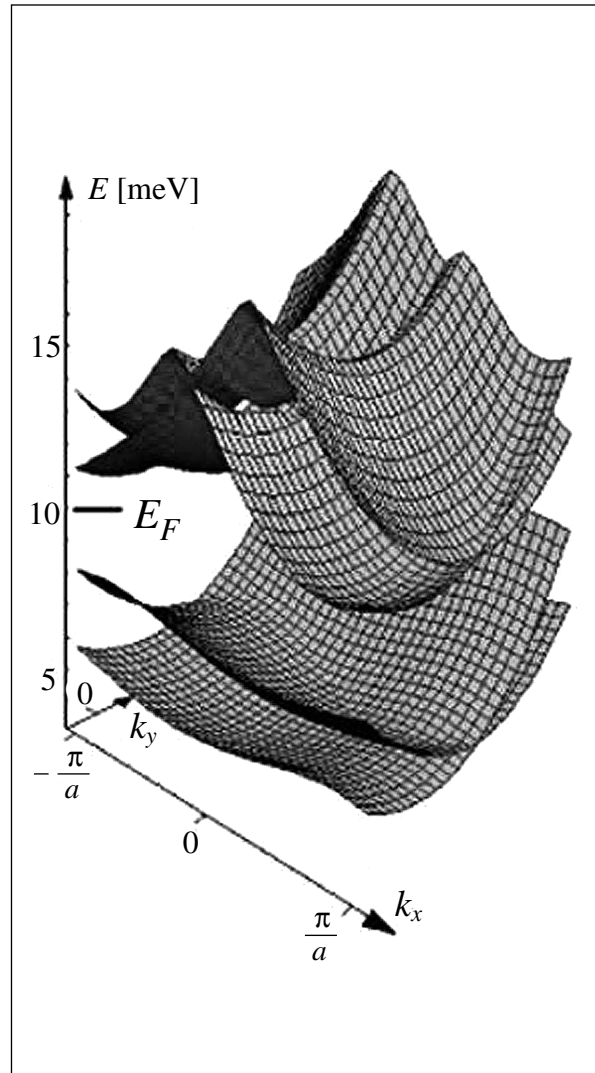


Рис. 15. Энергетический спектр четырёх нижний минизон в СО-сверхрешётке на основе InAs при наличии вкладов Рашбы и Дрессельхауза в СО-взаимодействие с амплитудами $\alpha = 2 \cdot 10^{-2} \text{ eV} \cdot \text{nm}$ и $\beta = 1.25 \cdot 10^{-2} \text{ eV} \cdot \text{nm}$. Остальные параметры те же, что и на рис. 13. Показано положение уровня Ферми двумерного электронного газа $E_F = 10 \text{ meV}$.

чения ниже. Как видно на рис. 14, наиболее эффективно спиновая плотность может быть возбуждена при положении уровня Ферми между двумя группами минизон на рис.13. Указанные значения энергии Ферми в верхней электронной зоне размерного квантования являются типичными для реальных наноструктур. Таким образом, описываемая модель представляется перспективной для экспериментальной реализации оптического механизма управления спиновыми степенями свободы в наноструктурах со спин-орбитальным взаимодействием.

5. Генерация спиновых текстур в СО-сверхрешётке при протекании постоянного тока

Важнейшей характеристикой любой гетероструктуры как элемента электронной и/или вычислительной схемы является её отклик на постоянное электрическое поле, т.е. набор свойств, относящийся к протеканию через структуру электрического тока, его вольтамперных характеристик, а для задач спинтроники – ещё и спиновых свойств при транспорте носителей. Данная задача, разумеется, была в центре исследований с самых первых дней развития спинтроники, в том числе и для систем с СО – взаимодействием [2-4, 9, 11, 19-21]. Наряду с расчётами стандартных физических величин, таких как ток носителей заряда, проводимость, спиновая поляризация носителей и т.д. были введены новые объекты для расчёта, такие как спиновый ток, появившийся в работах по спиновому эффекту Холла [11]. Отсылая для более подробного изучения данной проблемы к соответствующей литературе [2-4, 11, 30, 31], укажем лишь, что на наш взгляд имеет смысл прежде всего изучать такие характеристики физической системы, которые могут быть измерены реальным прибором, а затем использованы для практических целей. Величина, называемая спиновым током, не относится к числу непосредственно измеримых в проводившихся до настоящего времени экспериментах, в то время как локальная спиновая плотность (26) является измеримой величиной. Известно, что современная техника сканирующей зондовой микроскопии позволяет проводить измерения локальных распределений магнитных моментов на масштабе десятков нанометров [4, 32].

Таким образом, мы изучаем задачу расчёта вольтамперных характеристик, спиновой поляризации тока и неравновесной спиновой плотности (спиновых текстур) в СО – сверхрешётке, помещённой в постоянное электрическое поле [33]. В качестве объекта исследований рассмотрим СО-сверхрешётку на основе InAs, где гамильтониан СО-взаимодействия будет содержать как слагаемое Рашбы, так и слагаемое Дрессельхауза, т.е. будет иметь вид (4). Относительная величина параметров Рашбы α и Дрессельхауза β , вообще говоря, может изменяться от образца к образцу, а также путём приложения внешнего электрического поля [14], но для большинства используемых в экспериментах типов гетероструктур на основе InAs, InGaAs, GaAs отношение α/β варьируется в пределах от 1.5 до 7.5 [15].

На рис. 15 показан типичный пример энергетического спектра для четырёх нижних минизон в СО-сверхрешётке на основе InAs при наличии вкладов Рашбы и Дрессельхауза в СО-взаимодействие с амплитудами $\alpha = 2 \cdot 10^{-2} \text{ eV} \cdot \text{nm}$ и $\beta = 1.25 \cdot 10^{-2} \text{ eV} \cdot \text{nm}$. Остальные параметры те же, что и на рис. 13. Показано положение уровня Ферми двумерного электронного газа $E_F = 10 \text{ meV}$.

Рассчитав энергетический спектр $E_m(\mathbf{k})$ и найдя волновые функции системы $\psi_{m\mathbf{k}}$, определённые в (14), мы можем приступить к решению задачи об электронном и спиновом транспорте. В присутствии электрического поля E_x и с учётом конечной температуры образца $T = 77 \text{ K}$ и конечной частоты релаксации импульса $\nu = 10^{12} \text{ s}^{-1}$ нам необходимо решить кинетическое уравнение для функции распределения $f_m(\mathbf{k}, E_x)$ в m -ой энергетической минизоне, которое в простейшем стационарном и одномерном приближении имеет вид [1]

$$eE_x \frac{\partial f_m(\mathbf{k}, E_x)}{\partial k_x} = -\nu [f_m(\mathbf{k}, E_x) - F_m(\mathbf{k})], \quad (30)$$

где $F_m(\mathbf{k})$ есть равновесная функция распределения Ферми, причём $f_m(\mathbf{k}, 0) = F_m(\mathbf{k})$. После решения уравнения (30) в каждой минизоне мы можем найти поверхностную плотность электрического тока $j(E_x)$ и средние значения индуцированных электрическим полем проекций спина $\sigma_i(E_x)$ в двумерном электронном газе с поверхностной концентрацией носителей n следующим образом:

$$j(E_x) = en \sum_{m,\mathbf{k}} \langle \psi_{m\mathbf{k}} | v_x | \psi_{m\mathbf{k}} \rangle f_m(\mathbf{k}, E_x), \quad (31)$$

$$\sigma_i(E_x) = n \sum_{m,\mathbf{k}} \langle \psi_{m\mathbf{k}} | \sigma_i | \psi_{m\mathbf{k}} \rangle f_m(\mathbf{k}, E_x). \quad (32)$$

Выражения (31), (32) представляют собой обычные квантовомеханические средние с учётом функции распределения $f_m(\mathbf{k}, E_x)$ по энергетическим зонам сверхрешётки в присутствии электрического поля, причём оператор скорости $v_x = \partial H / \partial k_x$ в присутствии вкладов Рашбы и Дрессельхауза в СО-взаимодействие Рашбы определяется как $v_x = p_x / m - \alpha \sigma_y + \beta \sigma_x$.

Результаты расчёта тока (31) и среднего спина (32) как функции приложенного электрического поля показаны на рис. 16. Величина тока J в миллиамперах на рис.16(a) рассчитана для образца с сечением 10^{12} nm^2 с концентрацией электронов $n = 10^{-2} \text{ nm}^{-2}$, а остальные параметры системы те же, что на рис. 15. Видно, что в области слабых электрических полей структура характеризуется линейно с омическим сопротивлением $R \sim 13 \text{ K}\Omega$, а при дальнейшем росте напряжённости электрического поля величина тока выходит на насыщение и далее постепенно уменьшается, что характерно для сверхрешёток по мере приближения штарковской частоты $\Omega = |e| E_x a / \hbar$ к частоте соударений V . Что касается средних значений спина на рис. 16(б), то их наличие обусловлено симметрией задачи, причём в присутствии вкладов Рашбы и Дрессельхауза возможно появление обеих компонент спина σ_x и σ_y , тогда как при учёте только вклада от гамильтониана Рашбы ненулевое значение может принимать лишь величина σ_y [21], в то время как величина зарядового тока на рис. 16(a) практически мало чувствительна к вкладам в СО взаимодействие. Таким образом, различные вклады в СО-взаимодействие в моделях зарядового транспорта и спиновой поляризации существенно влияют на спиновые свойства системы.

Обратимся теперь к локальной спиновой плотности, индуцируемой электрическим полем в СО-сверхрешётке. Зная структуру квантовых состояний и функцию распределения $f_m(\mathbf{k}, E_x)$ в присутствии электрического поля, мы можем рассчитать локальную спиновую плотность $S_i(x, E_x)$ как

$$S_i(x, E_x) = \sum_{m,\mathbf{k}} (\psi_{m\mathbf{k}} \sigma_i \psi_{m\mathbf{k}}) f_m(\mathbf{k}, E_x), \quad (33)$$

что отличается от выражения (32) лишь отсутствием скалярного произведения при спиновом операторе, т.е. не производится интегрирование по пространству. Таким образом, среднее значение спина связано со спиновой плотностью простым интегрированием, т.е.

$$\sigma_i(E_x) = \int S_i(x, E_x) dx, \quad (34)$$

и если среднее значение в левой части данного выражения может в какой-то ситуации обращаться в нуль, то подынтегральная спиновая плотность $S_i(x, E_x)$ вовсе не обязана быть равной нулю во всех точках пространства. Это означает, что мы можем обнару-

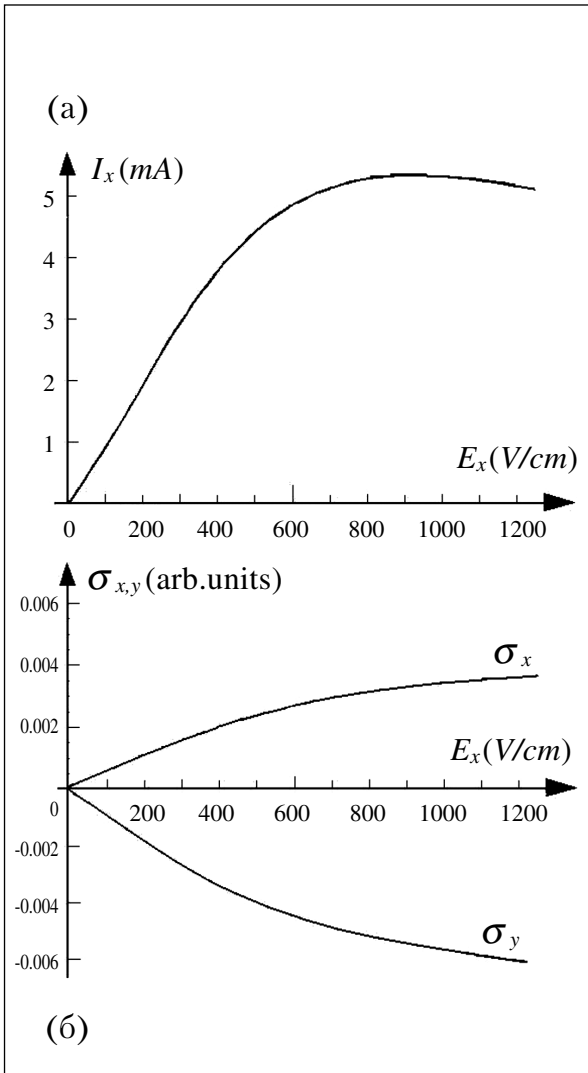


Рис. 16. (а) Вольтамперная характеристика и (б) индуцированные электрическим полем проекции среднего спина в СО-сверхрешётке с вкладами Рашбы и Дрессельхауза. Величина тока на Рис. (а) рассчитана для образца с сечением 10^{12} nm^2 с концентрацией электронов $n = 10^{-2} \text{ nm}^{-2}$. Остальные параметры системы те же, что на рис. 15.

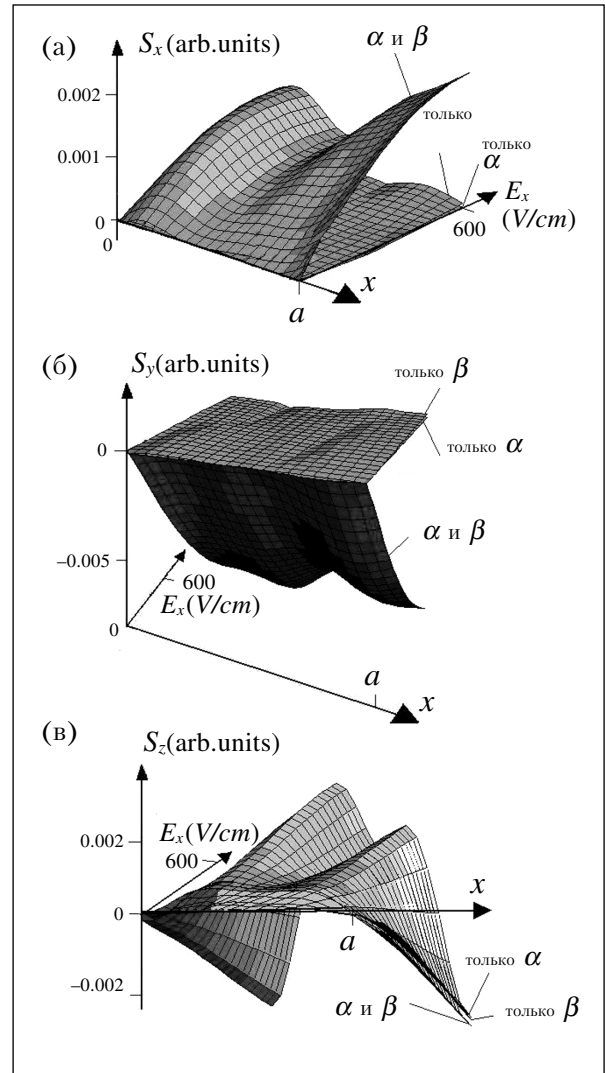


Рис. 17. Распределения компонент индуцированной спиновой плотности как функции координаты x на периоде сверхрешётки и приложенного электрического поля E_x показаны как трёхмерные графики $S_i = S_i(x, E_x)$ для фиксированного отношения параметров Рашбы и Дрессельхауза $\alpha/\beta = 1.6$, отвечающего результатам на рис. 15-16. Видно, что средние значения (34) изменяются в соответствии с результатами рис. 16, причём на рис. 17(в) для компоненты $S_z(x, E_x)$ со средним значением $\sigma_z = 0$ мы все же имеем ненулевую локальную спиновую плотность, которая может быть обнаружена экспериментально.

жить экспериментальным прибором локальную спиновую плотность даже при нулевой средней проекции спина на периоде сверхрешётки.

Распределения компонент индуцированной спиновой плотности как функции координаты x на периоде сверхрешётки и приложенного электрического поля E_x показаны как трёхмерные графики $S_i = S_i(x, E_x)$ на рис. 17 для фиксированного отношения

параметров Рашбы и Дрессельхауза $\alpha/\beta = 1.6$, отвечающего рис. 15-16. Средние значения спина (34) изменяются в соответствии с рис. 16, но на рис. 17(в) видно, что для компоненты $S_z(x, E_x)$ со средним значением $\sigma_z = 0$ присутствует ненулевая локальная спиновая плотность, которая может быть обнаружена экспериментально [33]. Этот результат особенно интересен, поскольку в традиционных системах с СО-взаимодействием Рашбы или Дрессельхауза в двумерном электронном газе задача о получении устойчивой усреднённой локальной спиновой плотности с компонентой, выходящей из плоскости газа, считается одной из центральных проблем.

Представляет интерес также зависимость локальной индуцированной спиновой плотности от отношения параметров Рашбы и Дрессельхауза α/β , определяющего их относительный вклад в СО-взаимодействие. На рис. 18 показаны распределения компонент индуцированной спиновой плотности как функции координаты x на периоде сверхрешётки и отношения α/β при фиксированном электрическом поле $E_x = 50V/cm$ и прежних остальных параметрах задачи, причём точка «А» на графиках отвечает отношению $\alpha/\beta = 1.6$ на рис. 17. Выбор сравнительно слабого электрического поля обусловлен очевидным желанием увидеть нетривиальные эффекты при слабых внешних полях, обеспечивающих комфортные режимы работы потенциальных новых элементов электронных схем. Из представленных на рис. 18 результатов можно сделать вывод о том, что учёт совместного влияния вкладов Рашбы и Дрессельхауза в спин-орбитальное взаимодействие совершенно необходим при моделировании спиновых текстур. Действительно, из рис. 18 видно, что при наличии лишь вклада от гамильтониана Рашбы ($\alpha/\beta \rightarrow \infty$) или только вклада от гамильтониана Дрессельхауза ($\alpha/\beta \rightarrow 0$) индуцируемые электрическим полем компоненты S_x и S_y спиновых текстур очень малы. Наоборот, при сравнимых амплитудах вкладов Рашбы и Дрессельхауза, в частности, в области точки «А» на рис. 18 при $\alpha/\beta = 1.6$, амплитуды всех компонент спиновых текстур достигают максимального значения. Из анализа представленных на рис. 17-18 результатов моделирования спиновых текстур можно сделать вывод, что вместе с варьированием внешнего электрического поля E_x управление отношением α/β вкладов Рашбы и Дрессельхауза (через управление параметром α с помощью поля затвора [4, 14]) открывает новые способы в работе со спиновыми степенями свободы в гетероструктурах.

Заключение. Некоторые будущие задачи

Представленное в обзоре краткое описание некоторых задач моделирования стационарных распределений магнитных моментов (спинов) в искусственных сверхрешётках на основе широко используемых полупроводников типа InAs представляет собой лишь первый этап исследований. Очень много вопросов как фундаментального, так и прикладного характера возникает при исследовании динамических, т.е. зависящих от времени явлений в наноструктурах со спин-орбитальным взаимодействием при воздействии на носители заряда переменных во времени полей [34]. Кроме того, представляются перспективными для исследования структуры с гамильтонианами, которые ещё до учёта спин-орбитального взаимодействия значительно отличаются от приближения эффективной массы, такие как графен, где, в частности, обнаружена и исследована нетривиальная динамика волновых пакетов [35]. Заслуживают внимания и гибридные структуры с ферромагнитными областями, в которых также обнаружен ряд интересных эффектов, обусловленных совместным влиянием ферромагнетизма и спин-орбитального

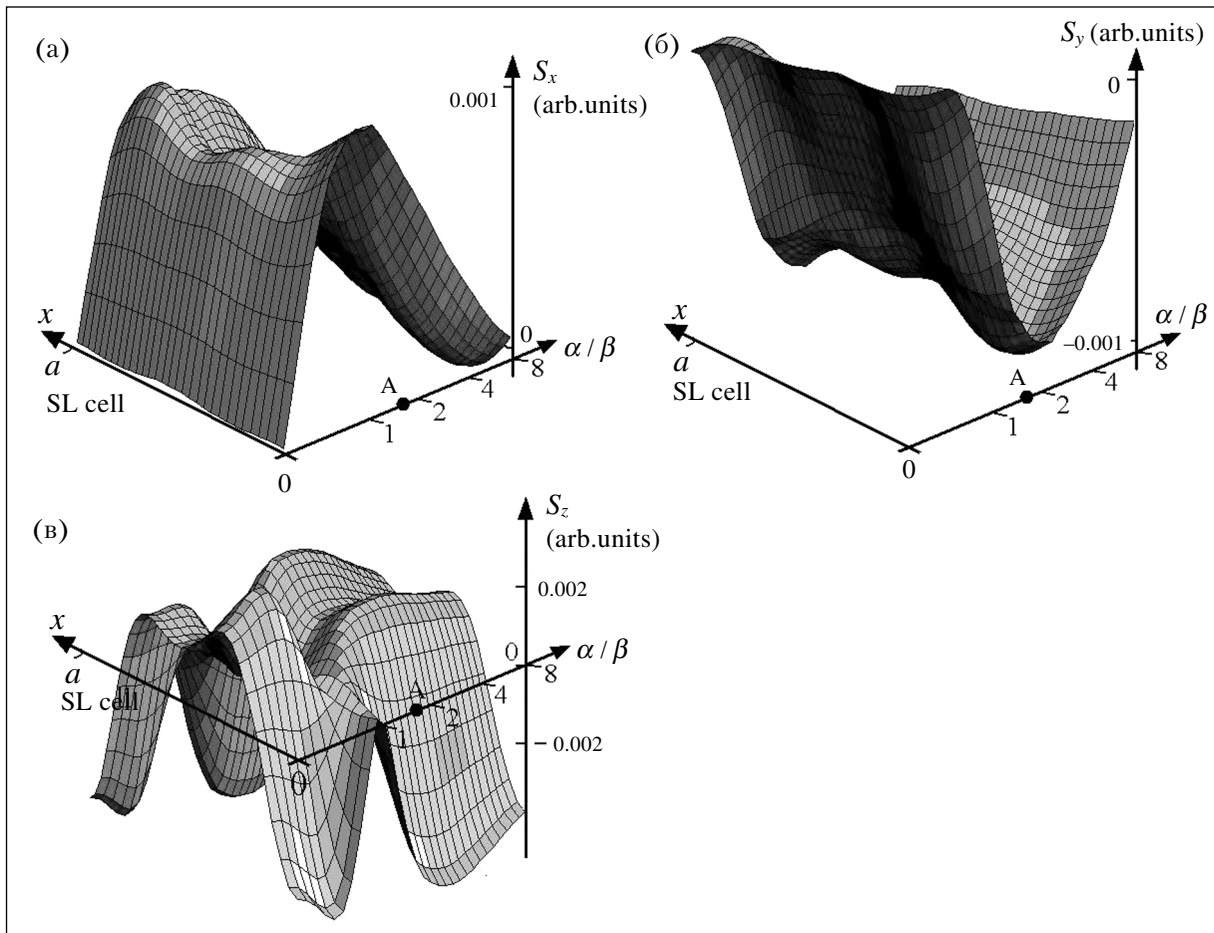


Рис. 18. Распределения компонент индуцированной спиновой плотности как функции координаты x на периоде сверхрешётки и отношения α/β при фиксированном слабом электрическом поле $E_x = 50$ В/см и тех же остальных параметрах задачи, что на рис. 17. Точка «А» на графиках отвечает отношению $\alpha/\beta = 1.6$ на рис. 17. При сравнимых амплитудах вкладов Рашбы и Дрессельхауза амплитуды всех компонент спиновых текстур достигают максимального значения.

взаимодействия [36]. Разумеется, упомянутые здесь несколько групп задач представляют собой лишь первые шаги в дальнейшем исследовании и постановке удивительных свойств наноструктур со спин-орбитальным взаимодействием на службу нанотехнологиям, информатике и другим областям науки и техники.

Автор выражает признательность В.Я. Демиховскому, Е.Я. Шерману, Ю.А. Данилову, преподавателям, сотрудникам и студентам физического факультета и Научно-образовательного центра «Физика твердотельных наноструктур» ННГУ за многочисленные полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Программы «Развитие научного потенциала высшей школы» Министерства образования и науки РФ (проекты 2.1.1.2686, 2.1.1.3778, 2.2.2.2/4297), Фонда РФФИ (проект 09-02-01241-а), а также Фонда USCRDF (Grant #BP4M01) и гранта Президента РФ для государственной поддержки молодых ученых-кандидатов наук МК-1652.2009.2.

Литература

1. Бонч-Бруевич В.Л., Калашиников С.Г. Физика полупроводников // Наука, М., 1990, 672 стр.
2. Awschalom D.D., Loss D. and Samarth N. (eds), Semiconductor Spintronics and Quantum Computation // Springer-Verlag, Berlin, 2002, 311 pp.

3. *Žutić I., Fabian J., and Das Sarma S.* Spintronics: Fundamentals and applications // Review of Modern Physics, 2004, **76**, 323-410.
4. *Демиховский В.Я.* Низкоразмерные структуры спинтроники // Изд-во ННГУ, Нижний Новгород, 2007, 126 стр.
5. *Хомицкий Д.В.* Расчет энергетических зон, спиновой поляризации и транспорта в наноструктурах со спин-орбитальным взаимодействием (описание лабораторной работы) // Изд-во ННГУ, Нижний Новгород, 2007, 17 стр.
6. *Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Квантовая электродинамика (Теоретическая физика, т. IV) // Наука, М., 1989, 704 стр.
7. *Рауба Э.И.* Свойства полупроводников с петлей экстремума. 1. Циклотронный и комбинированный резонанс в магнитном поле, перпендикулярном плоскости петли // Физика твёрдого тела, 1960, **2**, 1224-1238.
8. *Dresselhaus G.* Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures // Physical Review, 1955, **100**, 580-586.
9. *Datta S. and Das B.* Electronic analog of the electro-optic modulator // Applied Physics Letters, 1990, **56**, 665-667.
10. *Khodas M., Shekhter A., and Finkel'stein A.M.* Spin Polarization of Electrons by Nonmagnetic Heterostructures: The Basics of Spin Optics // Physical Review Letters, 2004, **92**, 086602, 4 pp.
11. *Murakami S., Nagaosa N., Zhang S.C.* Dissipationless Quantum Spin Current at Room Temperature // Science, 2003, **301**, 1348; *Wunderlich J., Kaestner B., Sinova J., and Jungwirth T.* Experimental Observation of the Spin-Hall Effect in a Two-Dimensional Spin-Orbit Coupled Semiconductor System // Physical Review Letters, 2005, **94**, 047204, 4 pp.
12. *Демиховский В.Я., Вугальтер Г.А.* Физика квантовых низкоразмерных структур // Логос, М., 2000, 248 с.
13. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика (Теоретическая физика, т. III) // Наука, М., 1989, 767 стр.
14. *Miller J.B., Zumbuhl D.M., Marcus C.M., Lyanda-Geller Y.B., Goldhaber-Gordon D., Campman K., and Gossard A.C.* Gate-Controlled Spin-Orbit Quantum Interference Effects in Lateral Transport // Physical Review Letters, 2003, **90**, 076807, 4 pp.
15. *Giglberger S., Golub L.E., Bel'kov V.V., Danilov S.N., Schuh D., Gerl C., Rohlfing F., Stahl J., Wegscheider W., Weiss D., Prettl W., and Ganichev S.D.* Rashba and Dresselhaus spin splittings in semiconductor quantum wells measured by spin photocurrents // Physical Review B, 2007, **75**, 035327, 8 pp.
16. *Moroz A.V. and Barnes C.H.W.* Effect of the spin-orbit interaction on the band structure and conductance of quasi-one-dimensional systems // Physical Review B, 1999, **60**, 14272-14285.
17. *Governale M. and Zulicke U.* Spin accumulation in quantum wires with strong Rashba spin-orbit coupling // Physical Review B, 2002, **66**, 073311, 4 pp.
18. *Bychkov Yu.A. and Rashba E.I.* Oscillatory effects and the magnetic-susceptibility of carriers in inversion-layers // Journal of Physics C, 1984, **17**, 6039-6045; *Wang X.F. and Vasilopoulos P.* Magnetotransport in a two-dimensional electron gas in the presence of spin-orbit interaction // Physical Review B, 2003, **67**, 085313, 7 pp; *Chang M.-C.* Effect of in-plane magnetic field on the spin Hall effect in a Rashba-Dresselhaus system // Physical Review B, 2005, **71**, 085315, 5 pp; *Zarea M.* Landau level mixing by full spin-orbit interactions // Physical Review B, 2005, **72**, 085342, 5 pp.
19. *Wang X.F., Vasilopoulos P., and Peeters F.M.* Spin-current modulation and square-wave transmission through periodically stubbed electron waveguides // Physical Review B, 2002, **65**, 165217, 10 pp.
20. *Wang X.F.* Spin transport of electrons through quantum wires with a spatially modulated Rashba spin-orbit interaction // Physical Review B, 2004, **69**, 035302, 9 pp.
21. *Kleinert P., Bryksin V.V., and Bleibaum O.* Spin accumulation in lateral semiconductor superlattices induced by a constant electric field // Physical Review B, 2005, **72**, 195311, 6 pp.
22. *Demikhovskii V.Ya., Khomitsky D.V.* Spin-orbit lateral superlattices: energy bands and spin polarization in 2DEG // Письма в ЖЭТФ, 2006, **83**, (8), 399-404.
23. *Демиховский В.Я., Хомицкий Д.В., Перов А.А.* Периодические структуры со спин-орбитальным взаимодействием // Физика низких температур, 2007, **33** (2/3), 165-173.
24. *Khomitsky D.V.* Scattering on the lateral one-dimensional superlattice with spin-orbit coupling // Physical Review B, 2007, **76**, 033404, 4 pp.
25. *Grundler D.* Large Rashba Splitting in InAs Quantum Wells due to Electron Wave Function Penetration into the Barrier Layers // Physical Review Letters, 2000, **84**, 6074-6077.
26. *Ganichev S.D., Bel'kov V.V., Schneider P., Ivchenko E.L., Tarasenko S.A., Wegscheider W., Weiss D., Schuh D., Bregulin E.V., and Prettl W.* Resonant inversion of the circular photogalvanic effect in n-doped quantum wells // Physical Review B, 2003, **68**, 035319, 6 pp.
27. *Bhat R.D.R., Nastos F., Najmaie Ali, and Sipe J.E.* Pure Spin Current from One-Photon Absorption of Linearly Polarized Light in Noncentrosymmetric Semiconductors // Physical Review Letters, 2005, **94**, 096603, 4 pp.

28. *Khomitsky D.V.* Manipulating the spin texture in a spin-orbit superlattice by terahertz radiation // *Physical Review B*, 2008, **77**, 113313, 4 pp.
29. *Olesberg J.T., Lau Wayne H., Flatte Michael E., Yu C., Altunkaya E., Shaw E.M., Hasenberg T.C., and Boggess Thomas F.* Interface contributions to spin relaxation in a short-period InAs/GaSb superlattice // *Physical Review B*, 2001, **64**, 201301(R), 4 pp.
30. *Bryksin V.V. and Kleinert P.* Theory of electric-field-induced spin accumulation and spin current in the two-dimensional Rashba model // *Physical Review B*, 2006, **73**, 165313, 9 pp.
31. *Qi Y., Yu Z.-G., and Flatte M.E.* Spin Gunn Effect // *Physical Review Letters*, 2006, **96**, 026602, 4 pp.
32. *Демиковский В.Я., Филатов Д.О.* Исследование электронных состояний в низкоразмерных структурах методами сканирующей зондовой микроскопии // ННГУ, Н. Новгород, 2007, 89 стр.
33. *Khomitsky D.V.* Electric field-induced spin textures in a superlattice with Rashba and Dresselhaus spin-orbit coupling // *Physical Review B*, 2009, **79**, 205401, 9 pp.
34. *Khomitsky D.V. and Sherman E.Ya.* Nonlinear spin-charge dynamics in a driven double quantum dot // *Physical Review B*, 2009, **79**, 245321, 6 pp.
35. *Maksimova G.M., Demikhovskii V.Ya., and Frolova E.V.* Wave packet dynamics in a monolayer graphene // *Physical Review B*, 2008, **78**, 235321, 7 pp.
36. *Manchon A. and Zhang S.* Theory of nonequilibrium intrinsic spin torque in a single nanomagnet // *Physical Review B*, 2008, **78**, 212405, 4 pp; Theory of spin torque due to spin-orbit coupling // *Physical Review B*, 2009, **79**, 094422, 9 pp.

NONMAGNETIC SPINTRONICS: MODELING THE SPIN TEXTURES IN NANOSTRUCTURES WITH SPIN-ORBIT COUPLING

D.V. Khomitsky

University of Nizhny Novgorod
khomitsky@phys.unn.ru

Received April 29, 2009

The review presents the physical background and several mathematical models for description of spatially inhomogeneous spin density distributions (spin textures) in two-dimensional semiconductor nanostructures with large spin-orbit coupling strength. These structures are promising for novel technologies in the branch of microelectronics involving the spin degrees of freedom (called spintronics), for the quantum information processing and storage. We discuss the role of spin-orbit coupling which allows constructing the controllable configurations of spin textures being important for the progress of non-magnetic spintronics where the control on the spin is performed without the external magnetic field. Both the introduction into the physics of two-dimensional system with spin-orbit coupling and the results of selected recent original papers are discussed in the review.