ЖЭТФ, 2009, том 135, вып. 6, стр. 1178–1191

СПИНОВОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С ФЕРРОМАГНИТНЫМИ δ-СЛОЯМИ

*В. Н. Меньшов**, *В. В. Тугушев***

Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 ноября 2008 г.

Проведено теоретическое исследование магнитных свойств δ-слоя магнитного металла, помещенного в матрицу немагнитного невырожденного полупроводника. Принято во внимание неизбежное при δ-легировании диффузионное размытие δ-слоя, предложена модель, в которой этот слой состоит из обогащенной атомами металла тонкой сердцевины и обедненной атомами металла размытой периферии. В результате потенциального и обменного рассеяний носителей на сердцевине возникают «конфайнментные» состояния в виде двумерных спин-поляризованных подзон внутри запрещенной зоны полупроводника. Проанализирован механизм непрямого обмена между примесными спинами, находящимися в сильноразбавленной периферийной области δ-слоя, через частично заполненные «конфайнментные» состояния. В случае ферромагнитной сердцевины благодаря поляризации носителей на конфайнментных состояниях примесные спины ориентируются вдоль (или против) намагниченности сердцевины. С учетом конфайнментного механизма взаимодействия примесных спинов, а также механизма суперобмена через глубокие состояния полупроводниковой матрицы на феноменологическом уровне исследована магнитная конфигурация примесных спинов на периферии δ-слоя.

PACS: 73.40.Sx, 75.70.-i

1. ВВЕДЕНИЕ

Дельта-легирование является весьма распространенным методом введения ферромагнитных (ФМ) сверхтонких слоев (далее δ-слоев) магнитного металла в матрицу немагнитного полупроводника при выращивании гибридных наноструктур типа полупроводник–ферромагнетик. Наиболее активно исследуются два типа таких систем, представляющих интерес с точки зрения фундаментальных исследований и возможных практических применений:

1) одиночные ФМ δ-слои в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами;

2) периодические решетки ФМ δ-слоев внутри однородного полупроводника («дискретный» магнитный сплав, digital magnetic alloy).

Если на начальном этапе исследований внимание практически полностью было сосредоточено на структурах, в которых в качестве матрицы использовались полупроводники типа $A^{III}B^{IV}$, то в последнее время все больший интерес начали привлекать системы на основе полупроводников IV группы (Si, Ge).

Исследование полупроводниковых гетероструктур с одиночными ФМ δ-слоями было проведено в цикле работ [1–4] для слоистых структур $GaAs/\delta\langle Mn\rangle/Al_xGa_{1-x}As$, в которых δ-слой марганца формировался внутри слоя GaAs вблизи гетерограницы $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$. Дополнительное легирование слоя $Al_xGa_{1-x}As$ атомами бериллия приводило к перетеканию свободных носителей (дырок) в область δ-слоя и позволяло проследить влияние этих носителей на ФМ-упорядочение («carrier mediated ferromagnetism»). Данное исследование было в значительной мере инициировано стремлением получить более высокие температуры Кюри и приемлемые транспортные характеристики по сравнению с объемными материалами — разбавленными магнитными полупроводниками (РМП) GaAs : Mn. Результаты работ [1–4] оказались неоднозначными: хотя температура Кюри и превысила 100 K, одновре-

*E-mail: vnmenshov@mail.ru
**E-mail: tuvictor@mail.ru

менно была продемонстрирована крайне низкая подвижность свободных дырок (2–5 $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$). Столь малые значения подвижности связаны с очевидным стремлением авторов работ [1–4] обеспечить максимально большую плотность дырок непосредственно в области нахождения магнитных ионов марганца, т. е. в δ-слое. К сожалению, такое пространственное распределение дырок наряду с усилением обмена приводит к их сильному рассеянию на атомах марганца и, соответственно, к низкой подвижности. Тем самым резко ограничиваются как спектр физических явлений, которые можно наблюдать в изучаемых системах, так и возможные приложения в области спиновой электроники.

В работах [5, 6] были выполнены детальные исследования магнитных и транспортных свойств гетероструктур $\text{GaAs}/\delta\langle\text{Mn}\rangle/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, содержащих ФМ δ-слой марганца и квантовую яму $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, пространственно разделенные промежуточным слоем-спейсером GaAs. В отличие от работ [1–4], в работах [5, 6] дырки в основном были сосредоточены в проводящем канале $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, а не в области ФМ δ-слоя. Температура Кюри в исследованиях [5, 6] составила около 40 К, т. е. ниже, чем в [1–4], но зато подвижность дырок превысила 10^3 $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Был обнаружен индуцированный внешним магнитным полем фазовый переход в ФМ δ-слое со сдвигом петли гистерезиса намагниченности относительно нулевого магнитного поля. Таким образом, было продемонстрировано, что пространственное разделение дырок и магнитных атомов не только позволяет реализовать довольно высокие значения подвижности носителей в наноструктурах типа полупроводник–ферромагнетик, но и приводит к интересным особенностям их магнитных свойств.

Дискретные магнитные сплавы (ДМС) типа полупроводник–ферромагнетик пока еще изучены довольно слабо, и количественное, а в ряде случаев даже качественное понимание многих их важных свойств отсутствует. Как известно, в РМП имеет место сильное разупорядочение атомов магнитного металла в матрице немагнитного полупроводника, а их максимально допустимая равновесная концентрация составляет несколько атомных процентов. В ДМС атомы металла входят в состав моно- или субмонослоев, регулярно встроенных между слоями-спейсерами полупроводниковой матрицы. Расстояние между соседними ФМ δ-слоями составляет от десятых долей до единиц нанометров, что соответствует номинальной объемной концентрации металла от нескольких единиц до нескольких десятков атомных процентов, т. е. ДМС, вообще говоря, не принадлежат к группе РМП. Многие ДМС обладают высокой температурой магнитного упорядочения, превышающей комнатную температуру, и необычными магнитотранспортными свойствами (в частности, значительным аномальным эффектом Холла даже при температурах порядка комнатной), что прямо свидетельствует о высокой степени спиновой поляризации носителей.

Исторически первыми были созданы ДМС на основе полупроводников $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ — системы GaAs/Mn [7] и GaSb/Mn [8], которые продолжают активно исследоваться [9, 10]. В GaAs/Mn наблюдался полупроводниковый характер проводимости и была достигнута сравнительно невысокая температура Кюри (около 40 К), тогда как в GaSb/Mn имел место полуметаллический характер проводимости, а температура Кюри превышала 400 К. Расчеты зонной структуры данных сплавов выявили целый ряд уникальных особенностей, важнейшими из которых являются пространственная локализация («конфайнмент») и почти полная спиновая поляризация носителей вблизи ФМ δ-слоев, резкая анизотропия магнитных и транспортных характеристик [11], смена характера межслоевого обмена с антиферромагнитного (АФМ) (в нелегированных системах) на ФМ при дырочном легировании [12]. Экспериментальные исследования ДМС на основе полупроводников IV группы (Si, Ge) в настоящее время находятся на раннем этапе; в то же время уже проведены расчеты зонных структур ДМС Ge/Mn [13] и Si/Mn [14], предсказывающие очень сильную спиновую поляризацию носителей вблизи ФМ δ-слоев. Согласно этим расчетам, имеет место сильное перераспределение зарядовой плотности между ФМ δ-слоями и полупроводниковой матрицей, а характер межслоевого обмена остается ферромагнитным во всем рассмотренном диапазоне уровней легирования и расстояний между δ-слоями. Данные расчеты предсказывают более высокую температуру Кюри в дискретных сплавах (Si, Ge)/Mn, чем в неупорядоченных сплавах (Si, Ge) : Mn.

Одним из нерешенных принципиальных вопросов является природа ферромагнетизма в δ-слоях. Поскольку локальная концентрация атомов магнитного металла в δ-слое весьма велика, говорить об этом слое как о разбавленном сплаве довольно сложно. Более того, механизм косвенного обмена локальных спинов через свободные носители (механизм Рудермана – Киттеля – Касуя – Иосида, РККИ), заимствованный из теории магнетизма металлов и перенесенный на РМП (см., например, работу [15]), заведомо неприменим к невырожденным магнитным полупроводникам, каковыми часто оказываются обсуждаемые системы. По-видимому, качественная интерпретация результатов работ [1–4] в рамках механизма РККИ возможна с учетом эффекта близости δ-слоя к проводящему каналу [16]. Однако обнаружение ФМ-упорядочения в структурах со значительным пространственным разделением спинов в δ-слое марганца, находящемся внутри невырожденного GaAs, и носителей заряда (дырок) в проводящем канале $In_xGa_{1-x}As$ [5, 6] ставит применимость схемы РККИ для описания ферромагнетизма в системах с одиночным δ-слоем под очень большое сомнение.

Что касается ДМС, то неприменимость механизма РККИ для описания в них ФМ-упорядочения очевидна. Действительно, результаты численных расчетов электронной структуры демонстрируют, что в этих материалах вследствие сильной (s,p)–d-гибридизации и перераспределения заряда между δ-слоем и матрицей разделение электронных состояний на локализованные и зонные принципиально невозможно. Электронный спектр системы имеет сложный характер, он содержит как сильнокоррелированные (хаббардовские) узкие зоны, так и слабокоррелированные широкие зоны. При этом ФМ-порядок внутри δ-слоя возникает благодаря сильным электронным корреляциям в узких зонах, он сопровождается спиновым расщеплением широких зон с одновременным образованием квазидвумерных спин-поляризованных подзон, понижая полную энергию системы и формируя полуметаллическое состояние. По-видимому, магнитное упорядочение в ДМС может быть описано в рамках схемы, аналогичной модели зонного магнетизма для переходных металлов и их сплавов [17], но такая задача является весьма сложной и, насколько нам известно, пока не решена.

Значительную трудность при теоретической интерпретации экспериментальных результатов по свойствам δ-легированных структур представляет учет сложной морфологии ФМ δ-слоев. Действительно, идеализированное представление об ФМ δ-слое как о моно- или субмонослое атомов магнитного металла, регулярно замещающих основные атомы в полупроводниковой матрице, на котором базируются упомянутые выше численные расчеты, весьма далеко от реальности по следующим причинам.

Во-первых, в процессе синтеза любой слоистой структуры невозможно избежать взаимной диффузии ее компонентов в поперечном к плоскости слоя направлении; в зависимости от технологии приготовления диффузионная длина может составлять от нескольких ангстрем до нескольких нанометров. В результате сверхтонкий слой металла расплывается: образуются имеющая толщину порядка нескольких межатомных расстояний насыщенная атомами металла центральная область и окружающая ее периферийная область с более низким содержанием металла, представляющая собой разбавленный сплав (по сути дела, РМП). В работе [18] отмечалось, что в образцах ДМС [Mn(0.11 нм)/GaAs], выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, 80 % марганца содержится в центральном монослое металлической вставки, а 20 % — в соседних (правом и левом) монослоях. На фоновом уровне марганец присутствует также в специально нелегированной прослойке GaAs.

Во-вторых, δ-слои в реальных гетероструктурах имеют крайне неоднородную морфологию в продольном (вдоль плоскости слоя) направлении. Даже при оптимальных условиях роста слой металла, встроенный в матрицу полупроводника, испытывает флуктуации толщины (на нанометровом масштабе) относительно своего номинального значения. Для сверхтонкого слоя металла в принципе нельзя избежать полного или частичного нарушения его целостности, т. е. появления в слое отдельных разрывов или даже его распада на отдельные островки. Авторы работы [8], трактуя свои результаты по аномальному эффекту Холла в ДМС [GaSb/Mn] с субмонослойными вставками марганца, предположили, что слои марганца представляют собой сложный квазидвумерный сплав. В состав этого сплава входят как случайно распределенные атомы марганца, спины которых ферромагнитно упорядочиваются ниже 30–50 K, так и плоские островки MnSb, имеющие высокую температуру Кюри (около 580 K); при этом некоторые ионы марганца мигрируют в матрицу GaSb.

В-третьих, значительная концентрация металла, превышающая предел равновесной растворимости металла в полупроводнике, способствует процессу формирования как магнитных, так и немагнитных включений (типа кластеров и преципитатов нанометрового размера), т. е. фазовой сегрегации внутри размытого δ-слоя. Например, РМП на основе полупроводников IV группы с марганцем имеют сильную тенденцию к фазовой сегрегации [19] с образованием германатов Mn_5Ge_3 и $Mn_{11}Ge_8$ или силицидов Mn_4Si_7. Надо полагать, что данная тенденция должна проявляться и в соответствующих ДМС на основе Ge и Si, поскольку в процессе δ-легирования локальная концентрация марганца значительно превышает предел равновесной растворимости.

Одновременный учет всех указанных обстоятельств делает построение адекватной микроскопической модели магнитного упорядочения в полупроводниковых структурах с ФМ δ-слоями крайне сложной проблемой. Ниже мы попытаемся сделать первый шаг в указанном направлении, исследуя задачу об одиночном ФМ δ-слое в бесконечной матрице немагнитного однородного полупроводника. Будет обсуждаться полуфеноменологическая модель магнитного упорядочения в такой системе, учитывающая лишь первый из перечисленных выше факторов, а именно размытие и пространственную неоднородность ФМ δ-слоя в направлении роста гетероструктуры. Даже в столь упрощенной постановке, как будет видно из дальнейшего, задача оказывается весьма нетривиальной.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МОДЕЛЬНЫЙ ГАМИЛЬТОНИАН

Рассмотрим вначале сверхтонкий (толщиной не более двух-трех атомных слоев в направлении роста гетероструктуры вдоль оси z) и однородный (на масштабах, превышающих параметр элементарной ячейки в плоскости xy) слой атомов магнитного металла, помещенный в матрицу немагнитного полупроводника. Предполагая, что внутри такого слоя имеет место ФМ-упорядочение, будем называть его идеальным ФМ δ-слоем. Само по себе указанное предположение далеко не очевидно, так как вследствие гибридизации волновых функций металла и полупроводника происходит сильное перераспределение зарядовой и спиновой плотностей между слоем и матрицей. Строго говоря, следовало бы провести исследование электронной структуры и магнитного порядка данной системы в рамках, например, микроскопической модели Андерсона. Это потребует, разумеется, значительных и громоздких вычислений, однако для качественного понимания ситуации весьма удобной оказалась гораздо более простая феноменологическая схема — так называемая модель одиночного плоского ФМ-дефекта. В рамках этой схемы ФМ-упорядочение внутри δ-слоя просто постулируется и считается обусловленным сильной корреляцией электронных состояний в металле. Влияние плоского ФМ-дефекта на электронные состояния полупроводника описывается введением эффективного одномерного потенциала $U(z) = [V + J(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{M})]\delta(z)$, содержащего не зависящую V и зависящую $J(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{M})$ от спина компоненты, $\mathbf{M}$ — намагниченность слоя, $\boldsymbol{\sigma}$ — вектор, составленный из матриц Паули, V и J — соответственно кулоновский и обменный эффективные интегралы взаимодействия электронов полупроводника с δ-слоем. Можно показать [20], что схема одиночного плоского ФМ-дефекта является обоснованной в рамках статической аппроксимации для собственно-энергетической части одночастичной функции Грина в модели Андерсона для идеального ФМ δ-слоя.

Рассмотрим теперь слой конечной толщины, состоящий из атомов магнитного металла, введенных в матрицу немагнитного полупроводника, и сформировавшийся вследствие диффузии этих атомов в глубь полупроводника. Предполагаем, что распределение магнитных атомов внутри слоя неоднородно и можно выделить узкую центральную область (сердцевину) с относительно высокой их концентрацией и более широкую внешнюю область (периферию) с относительно низкой их концентрацией. Считаем, что сердцевина является идеальным ФМ δ-слоем и приближенно описывается моделью плоского ФМ-дефекта, а периферия представляет собой РМП, в котором в матрице полупроводника случайным образом расположены локальные спины с малой концентрацией. Заметим, что тип магнитного порядка, формирующийся на периферии ФМ δ-слоя, заранее не очевиден, так как он определяется конкуренцией различных механизмов обмена: как собственного, присущего РМП, так и индуцированного, связанного с близостью ФМ-сердцевины.

Сделаем несколько дополнительных предположений. Считаем, что растворенные в полупроводниковой матрице атомы магнитного металла занимают случайные позиции $\{\mathbf{R}_i\}$ в кристаллической решетке, а их локальная концентрация $n(z)$ однородна (см. выше) в плоскости xy и резко убывает при удалении от сердцевины с ростом $|z|$. В области сердцевины величина $n(z)$ достаточно велика и имеет место значительная интерференция примесных состояний вследствие гибридизации волновых функций на различных примесных узлах. На периферии величина $n(z)$, наоборот, достаточно мала, так что волновые функции различных атомов примеси практически не перекрываются.

Локализованный на узле $\mathbf{R}_i = (X_i, Y_i, Z_i)$ примесный спин $\mathbf{S}_i$ испытывает контактное обменное взаимодействие с электронами в матрице полупроводника. Для упрощения задачи будем рассматривать примесный спин $\mathbf{S}_i$ в классическом приближении, т. е., считать оператор $\mathbf{S}_i$ обычным вектором, для обозначения которого используем тот же символ

$\mathbf{S}_i$. Будем также считать, что все примесные спины имеют одинаковую величину: $|\mathbf{S}_i| = S$. Формально наш подход справедлив в случае большой величины примесного спина (в пределе $1/S$-разложения). Можно надеяться, что при оценке энергии обменного взаимодействия спинов в разбавленном магнитном полупроводнике классическое приближение не приведет к качественным ошибкам [21]. Ясно также, что эффект кондовского экранирования примесного спина в данном приближении игнорируется; впрочем, поскольку мы будем рассматривать задачу лишь для случая невырожденного полупроводника, последнее ограничение не слишком существенно.

Гамильтониан H электронных состояний немагнитного полупроводника в поле ФМ δ-слоя запишем в следующей форме:

$$H = H_B + H_L + H_I, \tag{1}$$

$$H_B = \int d\mathbf{r} \sum_{\alpha} \psi_{\alpha}^{+}(\mathbf{r}) \varepsilon(-i\nabla) \psi_{\alpha}(\mathbf{r}), \tag{2}$$

$$H_L = \int d\mathbf{r} \times \\ \times \sum_{\alpha,\beta} \psi_{\alpha}^{+}(\mathbf{r}) \left[V\delta_{\alpha\beta} + J(\boldsymbol{\sigma}_{\alpha\beta} \cdot \mathbf{M}) \right] \psi_{\beta}(\mathbf{r}) \delta(z), \tag{3}$$

$$H_I = \sum_i \int d\mathbf{r} \times \\ \times \sum_{\alpha,\beta} \psi_{\alpha}^{+}(\mathbf{r}) \kappa (\boldsymbol{\sigma}_{\alpha\beta} \cdot \mathbf{S}_i) \psi_{\beta}(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i). \tag{4}$$

Здесь H_B — гамильтониан электронов полупроводниковой матрицы в отсутствие ФМ δ-слоя, H_L — гамильтониан взаимодействия этих электронов с сердцевиной ФМ δ-слоя (т. е. с плоским ФМ-дефектом), H_I — гамильтониан взаимодействия электронов полупроводника с классическими примесными спинами на периферии ФМ δ-слоя. Операторы $\psi_{\alpha}^{+}(\mathbf{r})$ и $\psi_{\alpha}(\mathbf{r})$ порождают и уничтожают электрон с проекцией спина α на ось квантования в точке $\mathbf{r} = (x, y, z)$. Для простоты считаем, что состояния только одной полупроводниковой зоны (пусть для определенности зоны проводимости) наиболее сильно возмущаются потенциалом плоского ФМ-дефекта и вносят вклад в изменение энергии системы. В данной работе рассматривается ситуация невырожденного полупроводника, когда в отсутствие плоского ФМ-дефекта в системе нет свободных носителей, а уровень Ферми лежит внутри запрещенной зоны полупроводника. При введении плоского ФМ-дефекта может происходить частичное перераспределение носителей между дефектом и объемом полупроводника, а также возникновение двумерных связанных состояний носителей вблизи плоского дефекта (следуя принятой в англоязычных публикациях терминологии, будем также употреблять словосочетание «конфайнментные состояния», confinement states). Для учета этих эффектов полагаем $V < 0$ и $|V| > JM$ (т. е. считаем, что имеет место эффективное притяжение на дефекте для носителей обеих спиновых подзон). В гамильтониане (4) потенциал обменного взаимодействия с точечными классическими спинами содержит феноменологический параметр — обменный интеграл κ. Предполагаем, что выполняется соотношение $|\kappa S| \ll W$ (W — ширина разрешенной зоны), а это заведомо означает отсутствие в спектре системы трехмерных локализованных (спин-поляронных) состояний малого радиуса, обусловленных взаимодействием (4).

Считаем, что в отсутствие ФМ δ-слоя в матрице полупроводника нет свободных носителей. Введение такого слоя приводит, с одной стороны, к появлению потенциала рассеяния, приближенно описываемого в нашей работе моделью плоского ФМ-дефекта. С другой стороны, предполагаем, что металл, из которого формируется ФМ δ-слой, является донором либо акцептором в полупроводниковой матрице, что приводит к ее допированию носителями (электронами или дырками). Для корректного описания этих двух совместных эффектов следовало бы, строго говоря, решить достаточно сложную задачу самосогласования эффективного потенциала плоского ФМ-дефекта и заполнения отщепленных этим потенциалом от объемной разрешенной зоны полупроводника конфайнментных состояний, находящихся внутри запрещенной зоны полупроводника. В рамках используемой полуфеноменологической схемы мы такую задачу не решаем, а просто предполагаем, что уровень Ферми системы после введения ФМ δ-слоя лежит в той области энергий, где существуют конфайнментные состояния. Иными словами, все носители, перешедшие из ФМ δ-слоя в матрицу, тем или иным образом заполняют эти состояния, а не уходят в объемные разрешенные зоны. Конечно, модель плоского ФМ-дефекта в невырожденной полупроводниковой матрице неприменима к ситуации, когда все конфайнментные состояния пусты. Заметим, что численные расчеты зонной структуры дискретных сплавов, о которых говорилось во Введении, показывают, что конфайнментные состояния всегда частично заполнены и поляризованы по спину.

Далее система будет исследоваться при нулевой температуре, $T = 0$. Ее свободная энергия может быть формально записана в виде

$$F = -\operatorname{Im}\int \frac{d\omega}{\pi}\operatorname{Sp}\ln G(\omega), \tag{5}$$

где $G(\omega) = [\omega + i0 - H]^{-1}$ — полная функция Грина полупроводниковой матрицы с размытым ФМ δ-слоем, ω — частота. Следуя работе [21], представим величину $\ln G(\omega)$ через диагональные g^d и недиагональные g^{od} по индексам примесных узлов компоненты функции Грина полупроводниковой матрицы с идеальным ФМ δ-слоем, $g(\omega) = [\omega+i0-H_B-H_L]^{-1}$. Соответствующее выражение в символическом виде записывается как

$$\ln G(\omega) = \ln g - \ln(1-g^d K) + \sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n}[g^{od}t]^n, \tag{6}$$

где матрица одноузельного электрон-примесного взаимодействия K имеет компоненты $K_{\alpha\beta}(\mathbf{R}_i) = \kappa(\boldsymbol{\sigma}_{\alpha\beta}\cdot\mathbf{S}_i)$, а матрица t одноузельного электрон-примесного рассеяния связана с матрицей K соотношением

$$t = K[I - Kg^d]^{-1}, \tag{7}$$

где I — единичная матрица.

Разделим формально свободную энергию (5) на три составляющих:

$$F = F_0 + F_d + F_{od}. \tag{8}$$

Слагаемое F_0 не зависит от потенциала электрон-примесного взаимодействия и отвечает свободной энергии полупроводниковой матрицы с идеальным ФМ δ-слоем. Диагональное по индексам примесных узлов слагаемое F_d описывает поправку к свободной энергии, рассчитанную в приближении независимого возмущения электронных состояний матрицы потенциалами примесных спинов на различных узлах. По определению, слагаемое F_d содержит только одноузельные компоненты. Недиагональное по индексам примесных узлов слагаемое F_{od} описывает интерференционную составляющую свободной энергии, связанную с перекрытием электронных состояний матрицы, возмущенных примесными потенциалами на различных узлах. В интересующей нас ситуации сильноразбавленного сплава будем в дальнейшем учитывать только двухузельные компоненты в слагаемом F_{od}.

Для расчета свободной энергии (8) необходимо решить несколько вспомогательных задач, что и будет сделано в последующих разделах работы.

3. ДВУМЕРНЫЕ СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ ИДЕАЛЬНЫМ ФМ δ-СЛОЕМ

Запишем одночастичную функцию Грина $g_{\alpha\beta}(\mathbf{k},\mathbf{k}',\omega)$ гамильтониана $H_B + H_L$ в импульсном представлении:

$$g_{\alpha\beta}(\mathbf{k},\mathbf{k}',\omega) = \delta_{\alpha\beta}\delta_{\mathbf{k},\mathbf{k}'}g^0(\mathbf{k},\omega) + \\ + \delta_{\mathbf{k}_\parallel\mathbf{k}'_\parallel}g^0(\mathbf{k},\omega)T_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_\parallel,\omega)g^0(\mathbf{k}',\omega), \tag{9}$$

где введены следующие обозначения:

$$T_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_\parallel,\omega) = \\ = \left\{\left(V - \left(V^2 - J^2M^2\right)\tilde g^0(\mathbf{k}_\parallel,\omega)\right)\delta_{\alpha\beta} + J(\boldsymbol{\sigma}_{\alpha\beta}\cdot\mathbf{M})\right\}\times \\ \times\left[\Delta(\mathbf{k}_\parallel,\omega)\right]^{-1}, \tag{10}$$

$$\Delta(\mathbf{k}_\parallel,\omega) = \left[1 - V\tilde g^0(\mathbf{k}_\parallel,\omega)\right]^2 - \left[JM\tilde g^0(\mathbf{k}_\parallel,\omega)\right]^2, \tag{11}$$

$$\tilde g^0(\mathbf{k}_\parallel,\omega) = \frac{1}{N_z}\sum_{k_z} g^0(\mathbf{k},\omega) = \int \frac{a\,dk_z}{2\pi}\,g^0(\mathbf{k},\omega). \tag{12}$$

Здесь $g^0(\mathbf{k},\omega) = [\omega - \varepsilon(\mathbf{k})]^{-1}$ — функция Грина гамильтониана H_B, $T_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_\parallel,\omega)$ — полная T-матрица рассеяния зонных электронов на плоском ФМ-дефекте. Квазиимпульс $\mathbf{k} = (\mathbf{k}_\parallel, k_z)$ отсчитывается от точки минимума зоны проводимости, $\varepsilon(0) = 0$; $\mathbf{k}_\parallel = (k_x, k_y)$ — продольная компонента квазиимпульса; a — постоянная решетки матрицы, N_z — число узлов матрицы в направлении оси z.

Как следует из формулы (11), в случае $V < 0$ в запрещенной зоне полупроводника образуются квазидвумерные зоны — конфайнментные состояния. Их энергетический спектр $\omega = \omega_\pm(\mathbf{k}_\parallel)$ состоит из двух поляризованных по спину подзон и определяется уравнением $\Delta(\mathbf{k}_\parallel,\omega) = 0$:

$$\tilde g^0(\mathbf{k}_\parallel,\omega) = [V \pm JM]^{-1}. \tag{13}$$

Зададим конкретный вид энергетического спектра:

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \frac{\mathbf{k}^2}{2m} = \frac{\mathbf{k}_\parallel^2}{2m} + \frac{k_z^2}{2m}, \tag{14}$$

где m — эффективная масса электрона вблизи дна зоны проводимости. В рамках данного приближения закон дисперсии для конфайнментных состояний принимает вид

$$\omega_\pm(\mathbf{k}_\parallel) = \omega_\pm + \frac{\mathbf{k}_\parallel^2}{2m}, \tag{15}$$

где величины

$$\omega_\pm = -\frac{ma^2}{2}[V \pm JM]^2 \tag{16}$$

совпадают с энергиями краев соответствующих подзон. В рамках используемого приближения эффективной массы энергии квазичастичных возбуждений малы по сравнению с шириной разрешенной зоны W (т. е., выполняется условие $|\omega_\pm| \ll W$).

Запишем далее выражение для функции Грина $g_{\alpha\beta}(\omega)$ в координатном представлении:

$$g_{\alpha\beta}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega) = g^0(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega)\delta_{\alpha\beta} + \eta_{\alpha\beta}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega), \tag{17}$$

$$g^0(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega) = -\frac{ma^3}{2\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \times \exp\left(-\sqrt{2m|\omega|}\,|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|\right), \tag{18}$$

$$\eta_{\alpha\beta}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega) = \frac{m^2a^4}{8\pi^2}\int\limits_0^\infty d\lambda\, T_{\alpha\beta}(\lambda-\omega) \times \frac{\exp\left[-\sqrt{2m(\lambda-\omega)}\,(|z|+|z'|)\right]}{\lambda-\omega} \times J_0\left(\sqrt{2m\lambda}\,|\mathbf{r}_\parallel - \mathbf{r}'_\parallel|\right), \tag{19}$$

где $J_0(\xi)$ — функция Бесселя первого рода.

Стоящая под знаком интеграла в выражении (19) T-матрица (10) зависит от разности частот $\lambda-\omega$, поскольку в рамках принятой аппроксимации (14) для зонного спектра имеем

$$\tilde{g}^0(\mathbf{k}_\parallel,\omega) = -a\sqrt{\frac{m}{2(\lambda-\omega)}}\,, \tag{20}$$

где $\lambda = \mathbf{k}_\parallel^2/2m$ — энергия движения электронов вдоль δ-слоя.

Для последующего анализа удобно представить спиновую структуру функции $\eta_{\alpha\beta}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega)$ в следующем виде:

$$\eta_{\alpha\beta}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega) = \eta^{(+)}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega)\,(\delta_{\alpha\beta} + \boldsymbol{\sigma}_{\alpha\beta}\cdot\mathbf{n}) + \eta^{(-)}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega)\,(\delta_{\alpha\beta} - \boldsymbol{\sigma}_{\alpha\beta}\cdot\mathbf{n}), \tag{21}$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{M}/M$ — единичный вектор, ориентированный вдоль намагниченности ФМ-сердцевины. Чтобы корректно представить функцию Грина полупроводниковой матрицы при равных аргументах $\mathbf{r}=\mathbf{r}'$, необходимо ограничить верхний предел интегрирования по энергии величиной порядка W. Получаем

$$g^0(\mathbf{r},\mathbf{r},\omega) = g^0(\omega) = -\frac{(a\sqrt{m}\,)^3}{\sqrt{2}\,\pi}\left[\sqrt{W+|\omega|} - \sqrt{|\omega|}\right]. \tag{22}$$

Диагональную функцию $\eta_{\alpha\beta}(\mathbf{r},\mathbf{r},\omega)$, т. е. величину (19), взятую при $\mathbf{r}=\mathbf{r}'$, можно выразить через экспоненциальный интеграл [22]:

$$\eta^{(\pm)}(\mathbf{r},\mathbf{r},\omega) = \frac{g^0}{2}\sqrt{\frac{|\omega_\pm|}{W}}\,\exp\left(-2|z|\sqrt{2m|\omega_\pm|}\right) \times E_1\left(2|z|\sqrt{2m}\,\left(\sqrt{|\omega|} - \sqrt{|\omega_\pm|}\right)\right), \tag{23}$$

$$E_1(\xi) = \int\limits_\xi^\infty dt\frac{\exp(-t)}{t}\,, \tag{24}$$

где $|z|$ — расстояние между точкой $\mathbf{r}$ в матрице и сердцевиной; $g^0 = g^0(\omega = 0)$. Экспоненциальный интеграл $E_1(\xi)$ является однозначной функцией в плоскости комплексной переменной ξ с разрезом вдоль отрицательной действительной оси. Поэтому мнимая часть функции $\eta^{(\pm)}(\mathbf{r},\mathbf{r},\omega)$, пропорциональная локальной плотности состояний для двумерных подзон, является ступенчатой функцией частоты, т. е. она строго равна нулю при $\omega < \omega_\pm$, но имеет постоянное значение при $\omega > \omega_\pm$. Подобными аналитическими свойствами обладает функция $\mathrm{Im}[\eta^{(\pm)}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega)]$. Поэтому в общем случае можно записать

$$\mathrm{Im}\left[\eta^{(\pm)}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega)\right] = \frac{\pi g^0}{2}\sqrt{\frac{|\omega_\pm|}{W}} \times \exp\left[-(|z|+|z'|)\sqrt{2m|\omega_\pm|}\right] \times J_0\left(\sqrt{2m(\omega-\omega_\pm)}\,|\mathbf{r}_\parallel - \mathbf{r}'_\parallel|\right)\theta(\omega-\omega_\pm), \tag{25}$$

где $\theta(\omega)$ — функция Хевисайда ($\theta(\omega>0)=1$ и $\theta(\omega<0)=0$). Примечательно, что $\mathrm{Im}\left[\eta^{(\pm)}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega)\right]$ не зависит от частоты в области своего определения, если $\mathbf{r}_\parallel = \mathbf{r}'_\parallel$; в ином случае осциллирует. Асимптотика действительной части функции $\eta^{(\pm)}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega)$, когда $\sqrt{2m}\,\left(\sqrt{|\omega_\pm|}-\sqrt{|\omega|}\right)(|z|+|z'|) \gg 1$, описывается зависимостью

$$\mathrm{Re}\left[\eta^{(\pm)}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega)\right] = \frac{g^0}{2}\sqrt{\frac{|\omega_\pm|}{W}} \times \frac{\exp\left(-\sqrt{2m|\omega|}\,(|z|+|z'|)\right)}{\sqrt{2m}\left(\sqrt{|\omega|}-\sqrt{|\omega_\pm|}\right)(|z|+|z'|)}. \tag{26}$$

Однако в противоположном пределе, $2|z|\sqrt{2m} \times \left(\sqrt{|\omega_\pm|}-\sqrt{|\omega|}\right) \ll 1$, эта функция имеет особенность на краях двумерных подзон:

$$\mathrm{Re}\left[\eta^{(\pm)}(\mathbf{r},\mathbf{r},\omega)\right] = \frac{g^0}{2}\sqrt{\frac{|\omega_\pm|}{W}} \times \\ \times \ln\left[2\gamma|z|\sqrt{2m}\left(\sqrt{|\omega_\pm|}-\sqrt{|\omega|}\right)\right], \qquad (27)$$

где γ — постоянная Эйлера.

Электронные состояния матрицы поляризуются по спину вблизи плоского ФМ-дефекта. Чтобы оценить этот эффект, введем намагниченность матрицы в точке $\mathbf{r}$: $\mathbf{m}_0(\mathbf{r}) = \mathbf{n}m_0(\mathbf{r})$, где

$$m_0(\mathbf{r}) = \mathrm{Im}\int^{\mu}\frac{d\omega}{\pi}\sum_{\alpha,\beta}\sigma^{(z)}_{\alpha\beta}g_{\beta\alpha}(\mathbf{r},\mathbf{r},\omega), \qquad (28)$$

μ — уровень Ферми. Принимая во внимание выражения (15), (17) и (18), находим явную координатную зависимость $m_0(\mathbf{r})$:

$$m_0(\mathbf{r}) = m_0^{(+)}(\mathbf{r}) + m_0^{(-)}(\mathbf{r}), \qquad (29)$$

$$m_0^{(\pm)}(\mathbf{r}) = \pm g^0\sqrt{\frac{|\omega_\pm|}{W}} \times \\ \times \exp\left(-2|z|\sqrt{2m|\omega_\pm|}\right)(\mu-\omega_\pm)\theta(\mu-\omega_\pm). \qquad (30)$$

Как видим, аддитивный вклад в намагниченность вносят электроны обеих конфайнментных подзон. Носители, принадлежащие подзонам $\omega_\pm(\mathbf{k}_\parallel)$ с противоположной спиновой поляризацией, имеют различную длину локализации вблизи сердцевины, порядка $l_\pm = (2m|\omega_\pm|)^{-1/2}$. Соответственно, упорядочение электронной спиновой плотности происходит на масштабе $l_\pm/2$, который может превышать постоянную решетки матрицы a в несколько раз. Как видно из соотношений (29), (30), подзоне со спином вверх отвечает меньшая длина локализации, чем подзоне со спином вниз. Вследствие этого при частичном заполнении обеих подзон может произойти изменение знака намагниченности $m_0(\mathbf{r}) = m_0(z)$ на некотором расстоянии $z_0(\mu)$ от сердцевины. Например, в случае $J<0$ имеем $\mathbf{m}_0(\mathbf{r}) \uparrow\uparrow \mathbf{M}$ при $z<z_0$ и $\mathbf{m}_0(\mathbf{r}) \uparrow\downarrow \mathbf{M}$ при $z>z_0$.

4. ОДИНОЧНЫЙ КЛАССИЧЕСКИЙ СПИН В МАТРИЦЕ ПОЛУПРОВОДНИКА С ИДЕАЛЬНЫМ ФМ δ-СЛОЕМ

Предположим, что одиночный классический спин $\mathbf{S}_i$ помещен в матрицу полупроводника с идеальным ФМ δ-слоем и создает в ней дополнительный возмущающий потенциал $\kappa(\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{S}_i)\delta(\mathbf{r}-\mathbf{R}_i)$. Одночастичная функция Грина для электронов матрицы имеет вид

$$G^{(i)}_{\alpha\beta}(\mathbf{r},\mathbf{r},\omega) = g_{\alpha\beta}(\mathbf{r},\mathbf{r},\omega) + \\ + \sum_{\gamma,\tau} g_{\alpha\gamma}(\mathbf{r},\mathbf{R}_i,\omega)t_{\gamma\tau}(\mathbf{R}_i,\omega)g_{\tau\beta}(\mathbf{R}_i,\mathbf{r},\omega), \qquad (31)$$

где резольвента $g_{\alpha\beta}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega)$ определена соотношениями (17)–(23). Одноузельная матрица рассеяния $t_{\alpha\beta}(\mathbf{R}_i,\omega)$ в формуле (31) записывается следующим образом:

$$t_{\alpha\beta}(\mathbf{R}_i,\omega) = \frac{\kappa(\boldsymbol{\sigma}_{\alpha\beta}\cdot\mathbf{S}_i) + \kappa^2S^2\tilde{g}_{\alpha\beta}(\mathbf{R}_i,\mathbf{R}_i,\omega)}{D(\mathbf{R}_i,\omega)}, \qquad (32)$$

$$D(\mathbf{R}_i,\omega) = \\ = \det\left[\delta_{\alpha\beta} - \sum_\gamma g_{\alpha\gamma}(\mathbf{R}_i,\mathbf{R}_i,\omega)\kappa(\boldsymbol{\sigma}_{\gamma\beta}\cdot\mathbf{S}_i)\right], \qquad (33)$$

где функция $\tilde{g}_{\alpha\beta}(\mathbf{r},\mathbf{r},\omega)$ получается из $g_{\alpha\beta}(\mathbf{r},\mathbf{r},\omega)$ с помощью формальной замены $\mathbf{n}\to-\mathbf{n}$ (см. выражение (21)).

Полная намагниченность матрицы в точке $\mathbf{r}$,

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}) = \mathrm{Im}\int^{\mu}\frac{d\omega}{\pi}\sum_{\alpha,\beta}\sigma_{\alpha\beta}G^{(i)}_{\beta\alpha}(\mathbf{r},\mathbf{r},\omega) = \\ = \mathbf{m}_0(\mathbf{r}) + \mathbf{m}_i(\mathbf{r}), \qquad (34)$$

содержит создаваемую идеальным ФМ δ-слоем и рассчитанную в предыдущем разделе компоненту $\mathbf{m}_0(\mathbf{r})$, а также компоненту $\mathbf{m}_i(\mathbf{r})$, которая индуцируется благодаря локальному возмущению $\kappa(\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{S}_i)\delta(\mathbf{r}-\mathbf{R}_i)$. Из соотношений (31) и (34) следует, что

$$\mathbf{m}_i(\mathbf{r}) = \mathrm{Im}\int^{\mu}\frac{d\omega}{\pi}\sum_{\alpha,\beta}\boldsymbol{\sigma}_{\alpha\beta} \times \\ \times \sum_{\gamma,\tau} g_{\beta\gamma}(\mathbf{r},\mathbf{R}_i,\omega)t_{\gamma\tau}(\mathbf{R}_i,\omega)g_{\tau\alpha}(\mathbf{R}_i,\mathbf{r},\omega). \qquad (35)$$

Рассмотрим выражение для намагниченности $\mathbf{m}_i(\mathbf{R}_j)$, создаваемой классическим спином $\mathbf{S}_i$ в узле решетки $\mathbf{r}=\mathbf{R}_j$. Тогда в низшем порядке теории возмущений по безразмерному параметру $|\kappa Sg^0| \ll 1$ подынтегральное выражение в (35) после суммирования по всем спиновым индексам принимает компактный вид:

$$\mathrm{Sp}\,\boldsymbol{\sigma}g^{od}tg^{od} = 2\kappa \times \\ \times \{\mathbf{S}_i[\beta_{ji}\beta_{ij} - \alpha_{ji}\alpha_{ij}] + 2\mathbf{n}(\mathbf{n}\cdot\mathbf{S}_i)\alpha_{ji}\alpha_{ij}\}. \qquad (36)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \alpha_{ij} &= \alpha(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j, \omega) = \\ &= \eta^{(+)}(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j, \omega) - \eta^{(-)}(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j, \omega), \\ \beta_{ij} &= \beta(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j, \omega) = \\ &= g^0(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j, \omega) + \gamma(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j, \omega), \\ \gamma_{ij} &= \gamma(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j, \omega) = \\ &= \eta^{(+)}(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j, \omega) + \eta^{(-)}(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j, \omega). \end{aligned} \tag{37}$$

Если $i \neq j$, то используются выражения (18), (19); если $i = j$, — выражения (22), (23). Отметим также, что $\alpha_{ij} = \alpha_{ji}$ и $\beta_{ij} = \beta_{ji}$.

В принятом приближении слабой связи, когда $|\kappa S g^0| \ll 1$, спин, помещенный в матрицу, не формирует связанное состояние в запрещенной зоне. Другими словами, детерминант $D(\mathbf{R}_i, \omega)$ (33) не обращается в нуль ни при каких частотах ω, а вклад в интеграл (35) вносят только заполненные конфайнментные состояния $\omega_\pm(\mathbf{k}_\|)$. Как говорилось выше, уровень Ферми μ находится в запрещенной зоне полупроводника вблизи края зоны проводимости.

Подставив выражения (36), (37) в (35), получим величину намагниченности $\mathbf{m}_i(\mathbf{R}_j)$ в узле $\mathbf{R}_j$, которая индуцируется через конфайнментные состояния матрицы локальным спином, находящимся в точке $\mathbf{R}_i$:

$$\begin{aligned} \mathbf{m}_i(\mathbf{R}_j) = 4\kappa g^0 \{ \mathbf{S}_i [\phi(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j) + h(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j) - \\ - f(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j)] + 2\mathbf{n}(\mathbf{n}\cdot\mathbf{S}_i) f(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j) \}, \end{aligned} \tag{38}$$

$$\begin{aligned} \phi(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j) = \frac{1}{g^0} \int^{\mu} \frac{d\omega}{\pi}\, g^0(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j, \omega) \times \\ \times \operatorname{Im}[\gamma(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j, \omega)], \end{aligned} \tag{39}$$

$$\begin{aligned} f(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j) = \frac{1}{g^0} \int^{\mu} \frac{d\omega}{\pi}\, \operatorname{Re}[\alpha(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j, \omega)] \times \\ \times \operatorname{Im}[\alpha(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j, \omega)], \end{aligned} \tag{40}$$

$$\begin{aligned} h(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j) = \frac{1}{g^0} \int^{\mu} \frac{d\omega}{\pi}\, \operatorname{Re}[\gamma(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j, \omega)] \times \\ \times \operatorname{Im}[\gamma(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j, \omega)], \end{aligned} \tag{41}$$

причем функции $\phi(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j)$, $f(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j)$ и $h(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j)$ симметричны относительно перестановки примесных индексов. Как видим из уравнения (38), направление и амплитуда намагниченности $\mathbf{m}_i(\mathbf{r})$ зависят от взаимной ориентации векторов $\mathbf{M}$ и $\mathbf{S}_i$, величины и знака взаимодействия κ и положения уровня Ферми μ.

Введем для использования в дальнейших расчетах матрицу нелокальной магнитной восприимчивости, имеющую в узельном представлении продольную ($\chi^{\|}_{ij} = \chi^{\|}_{ji}$) и поперечную ($\chi^{\perp}_{ij} = \chi^{\perp}_{ji}$)) компоненты, определяемые соотношениями

$$\begin{aligned} \chi^{\|}_{ij} = \frac{\mathbf{m}_i(\mathbf{R}_j)|_{\|}}{\kappa \mathbf{S}_i} = \\ = 4g^0 [\phi(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j) + h(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j) + f(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j)], \end{aligned} \tag{42}$$

$$\begin{aligned} \chi^{\perp}_{ij} = \frac{\mathbf{m}_i(\mathbf{R}_j)|_{\perp}}{\kappa \mathbf{S}_i} = \\ = 4g^0 [\phi(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j) + h(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j) - f(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j)]. \end{aligned} \tag{43}$$

Пространственная структура намагниченности (38) и восприимчивости (42), (43) имеет очень сложный характер и в общем случае может быть рассчитана только численно. Асимптотическая оценка при $\sqrt{2m|\mu|}\,R_{ij} \gg 1$, где $R_{ij} = |\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j|$, дает

$$\chi^{\|}_{ij} \approx \chi^{\perp}_{ij} \approx 4g^0 \phi(R_{ij}), \tag{44}$$

$$\begin{aligned} \phi(R_{ij}) = \frac{|g^0|}{2mR_{ij}^2} \sqrt{\frac{|\mu|}{W}}\, \exp\left(-\sqrt{2m|\mu|}\,R_{ij}\right) \times \\ \times \left\{ \sqrt{\frac{|\omega_-|}{W}}\, \exp\left[-\sqrt{2m|\omega_-|}\,(|Z_i| + |Z_j|)\right] \times \right. \\ \times J_0\left(\sqrt{2m(\mu-\omega_-)}\,\rho_{ij}\right) \theta(\mu-\omega_-) + \\ + \sqrt{\frac{|\omega_+|}{W}}\, \exp\left[-\sqrt{2m|\omega_+|}\,(|Z_i| + |Z_j|)\right] \times \\ \left. \times J_0\left(\sqrt{2m(\mu-\omega_+)}\,\rho_{ij}\right) \theta(\mu-\omega_+) \right\}, \end{aligned} \tag{45}$$

где $\rho_{ij} = \sqrt{(X_i - X_j)^2 + (Y_i - Y_j)^2}$. Оценка (44), (45) явно демонстрирует осциллирующий в плоскости, параллельной сердцевине δ-слоя, характер пространственного распределения намагниченности вокруг локального спина на периферии δ-слоя. Периоды этих осцилляций обратно пропорциональны радиусам $k_\pm$ поверхностей Ферми двумерных спин-поляризованных конфайнментных состояний $k_\pm = \sqrt{2m(\mu - \omega_\pm)}$.

5. ВЛИЯНИЕ СЕРДЦЕВИНЫ НА УПОРЯДОЧЕНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ СПИНОВ В ПЕРИФЕРИЙНОЙ ОБЛАСТИ РАЗМЫТОГО ФМ δ-СЛОЯ

В размытом ФМ δ-слое атомы магнитного металла, формирующие его сердцевину, связаны обменным образом с атомами этого же металла, находящимися на достаточном удалении от сердцевины в периферийной области слоя. Дело в том, что периферийные магнитные атомы испытывают влияние подмагничивающего поля сердцевины, которое передается к ним через электронные спин-поляризованные конфайнментные состояния с характерными длинами $l_\pm$, существенно превышающими постоянную решетки кристалла. Чтобы оценить этот своеобразный эффект близости в рамках предложенной модели, необходимо вычислить компоненту свободной энергии F_d из (8). Запишем ее в явном виде:

$$F_d = \sum_i \operatorname{Im} \int^{\mu} \frac{d\omega}{\pi} \ln D(\mathbf{R}_i, \omega), \tag{46}$$

$$D(\mathbf{R}_i, \omega) = D_i = 1 - 2(\mathbf{n} \cdot \mathbf{S}_i)\kappa\alpha_{ii} + \kappa^2 S^2(\alpha_{ii}^2 - \beta_{ii}^2). \tag{47}$$

Как говорилось выше, уровень Ферми μ находится в запрещенной зоне полупроводника вблизи края зоны проводимости, и если частично заполнена хотя бы одна из конфайнментных подзон ($\omega_+ < \mu < 0$), то интеграл в (46) имеет ненулевое значение. Опуская слагаемые, не зависящие от взаимной ориентации векторов $\mathbf{n}$ и $\mathbf{S}_i$, а потому не существенные в контексте рассматриваемой проблемы, приходим к следующему выражению для обменной части свободной энергии с точностью до членов порядка $(\kappa S g^0)^2$:

$$F_d^{(ex)} = \sum_i \left[A_i^{(1)}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{S}_i) + A_i^{(2)}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{S}_i)^2 \right], \tag{48}$$

где обменные интегралы имеют вид

$$A_i^{(1)} = A^{(1)}(\mathbf{R}_i) = 2\kappa \int^{\mu} \frac{d\omega}{\pi} \operatorname{Im} \alpha(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_i, \omega), \tag{49}$$

$$A_i^{(2)} = A^{(2)}(\mathbf{R}_i) = 4\kappa^2 \int^{\mu} \frac{d\omega}{\pi} \operatorname{Im} \alpha(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_i, \omega) \operatorname{Re} \alpha(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_i, \omega). \tag{50}$$

Функция $\alpha(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j, \omega)$ была определена выше в (37).

Первое слагаемое в формуле (48), билинейное по векторам $\mathbf{n}$ и $\mathbf{S}_i$, прямо пропорционально намагниченности $m_0(\mathbf{r})$, создаваемой электронами конфайнментных состояний $\omega_\pm(\mathbf{k}_\parallel)$ в точке $\mathbf{R}_i$: $A_i^{(1)} = 2\kappa m_0(\mathbf{R}_i)$. Величина связи $A_i^{(1)}$ зависит от положения уровня Ферми и от расстояния между примесным узлом и сердцевиной, $A_i^{(1)} = A^{(1)}(|Z_i|)$. Когда заполнена только одна подзона конфайнментных состояний (подзона со спином вверх), эффективная обменная связь является ферромагнитной, $A_i^{(1)} < 0$, и примесные спины $\mathbf{S}_i$ на периферии поляризуются параллельно намагниченности $\mathbf{M}$ сердцевины, если локальные обменные константы J и κ одного знака, $J\kappa > 0$; в ином случае, если $J\kappa < 0$, то обменная связь будет антиферромагнитной, $A_i^{(1)} > 0$, и спины $\mathbf{S}_i$ ориентируются антипараллельно вектору $\mathbf{M}$. Когда заполнены обе подзоны конфайнментных состояний (подзоны со спинами вверх и вниз), данная картина ориентации спинов $\mathbf{S}_i$ относительно $\mathbf{M}$ может измениться на противоположную на тех примесных узлах, которые находятся на расстоянии, большем $z_0(\mu)$, от сердцевины δ-слоя. Причина этого заключается в отмеченной в предыдущем разделе смене знака электронной намагниченности $m_0(\mathbf{r}) = m_0(z)$. Таким образом, можно утверждать, что в размытом ФМ δ-слое периферийные атомы металла могут частично экранировать намагниченность сердцевины слоя.

Второе слагаемое в обменной энергии (48), биквадратичное по векторам $\mathbf{n}$ и $\mathbf{S}_i$, можно выразить через экспоненциальный интеграл (24). В рамках используемого приближения $\sqrt{|\omega_\pm|/W} \ll 1$ при $2|Z_i|\sqrt{2m}\left(\sqrt{|\omega_\pm|} - \sqrt{|\mu|}\right) \gg 1$ имеем

$$A_i^{(2)} \sim (\kappa g^0)^2 \frac{|\omega_\pm|}{W} \times \frac{\exp\left[-2|Z_i|\sqrt{2m}\left(\sqrt{|\omega_\pm|} + \sqrt{|\mu|}\right)\right]}{\left(2|Z_i|\sqrt{2m}\right)^2}, \tag{51}$$

т. е. $|A_i^{(2)}| \ll |A_i^{(1)}|$, если заполнена только одна подзона конфайнментных состояний. Однако если частично заполнены обе подзоны, то роль биквадратичного члена может оказаться существенной на расстоянии порядка $z_0(\mu)$ от сердцевины, когда намагниченность $m_0(z \approx z_0(\mu))$ и билинейный интеграл обмена $A_i^{(1)}$ близки к нулю.

Чтобы оценить величину обменной связи между локальными спинами, растворенными в периферийной области размытого ФМ δ-слоя, необходимо вычислить недиагональный по индексам примесных узлов вклад F_{od} в свободную энергию (8). Ограничиваясь членами второго порядка по g^{od}, получим следующее выражение:

$$
F_{od} = -\sum_{i,j} \operatorname{Im} \int^{\mu} \frac{d\omega}{2\pi} \operatorname{Sp}(g^{od} t g^{od} t) =
$$
$$
= -\sum_{i,j} \operatorname{Im} \int^{\mu} \frac{d\omega}{2\pi} \sum_{\alpha,\beta,\gamma,\tau} g_{\alpha\beta}(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j, \omega) \times
$$
$$
\times t_{\beta\tau}(\mathbf{R}_j, \omega) g_{\tau\gamma}(\mathbf{R}_j, \mathbf{R}_i, \omega) t_{\gamma\alpha}(\mathbf{R}_i, \omega), \quad (52)
$$

которое учитывает все парные взаимодействия между локальными спинами; i и j — индексы примесных узлов ($i \neq j$). Недиагональная функция Грина g^{od} описывается уравнениями (17)–(23), где необходимо положить $\mathbf{r} = \mathbf{R}_i$ и $\mathbf{r}' = \mathbf{R}_j$ ($i \neq j$). В правой части уравнения (52) выделим явно только слагаемые, зависящие от взаимной ориентации векторов $\mathbf{S}_i$, $\mathbf{S}_j$ и $\mathbf{M}$ и влияющие на тип магнитного порядка в системе. Во втором порядке по параметру $\kappa g^0 S$ соответствующая подынтегральная функция дается соотношением

$$
\operatorname{Sp}(g^{od} t g^{od} t)|_{ex} = 2\kappa^2 \left\{ (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j) \left[\beta_{ij}\beta_{ji} - \alpha_{ij}\alpha_{ji} \right] + \right.
$$
$$
\left. + \, 2(\mathbf{n} \cdot \mathbf{S}_i)(\mathbf{n} \cdot \mathbf{S}_j)\alpha_{ij}\alpha_{ji} \right\}, \quad (53)
$$

а недиагональная по примесным узлам компонента обменной энергии принимает вид

$$
F_{od}^{(ex)} = \sum_{i,j} \left[B_{ij}(\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j) + C_{ij}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{S}_i)(\mathbf{n} \cdot \mathbf{S}_j) \right]. \quad (54)
$$

Обменные интегралы в (54) можно выразить через введенные ранее нелокальные восприимчивости (42), (43):

$$
B_{ij} = -\frac{\kappa^2}{2} \chi_{ij}^{\parallel}, \quad (55)
$$

$$
C_{ij} = -\frac{\kappa^2}{2} (\chi_{ij}^{\parallel} - \chi_{ij}^{\perp}). \quad (56)
$$

Заметим, что величины B_{ij} и C_{ij} экспоненциально убывают с увеличением расстояния между примесью и сердцевиной δ-слоя на масштабе $l_{\pm} = (2m|\omega_{\pm}|)^{-1/2}$, поскольку обменное взаимодействие осуществляется в невырожденной полупроводниковой матрице благодаря виртуальным электронным возбуждениям через энергетический барьер, разделяющий двумерные спин-поляризованные состояния и край объемной зоны полупроводника. Обменный интеграл B_{ij} отличен от нуля даже при $\mathbf{M} = 0$. Интеграл C_{ij} мал по сравнению с B_{ij} в меру малости параметра $\sqrt{|\omega_{\pm}|/W}$. Таким образом, введение в РМП плоского металлического дефекта (не обязательно даже магнитного) может вызвать формирование ближнего магнитного порядка на расстоянии, заметно превышающем постоянную решетки полупроводника.

6. КОНКУРЕНЦИЯ МЕЖДУ РАЗЛИЧНЫМИ ТИПАМИ ОБМЕННОЙ СВЯЗИ И МАГНИТНЫЙ ПОРЯДОК НА ПЕРИФЕРИИ РАЗМЫТОГО ФМ δ-СЛОЯ

При анализе магнитного порядка на периферии ФМ δ-слоя учет связанных с конфайнментом носителей вблизи сердцевины δ-слоя вкладов (48) и (54) в обменную энергию локальных спинов, строго говоря, недостаточен. Дело в том, что в невырожденном РМП, образующемся, согласно нашей модели, на периферии ФМ δ-слоя, важную роль играет суперобменное взаимодействие между локальными спинами через глубоко лежащие объемные состояния РМП (см., например, обсуждение в работе [23]). Эти состояния явно не входят в гамильтониан (1), и их вклад в обменную энергию мы учтем феноменологически, введением слагаемого гейзенберговского типа $H_K = \sum_{i,j} I_{ij}(\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j)$, где обменный интеграл I_{ij} зависит только от расстояния $|\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j|$ между узлами и не зависит от удаленности спинов от сердцевины слоя, а знак I_{ij} определяется деталями зонной структуры РМП.

Таким образом, выражение для обменной энергии локальных спинов в периферийной области ФМ δ-слоя имеет вид

$$
F^{(ex)} = \sum_i \left[A_i^{(1)}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{S}_i) + A_i^{(2)}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{S}_i)^2 \right] +
$$
$$
+ \sum_{i,j} \left[B_{ij}(\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j) + C_{ij}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{S}_i)(\mathbf{n} \cdot \mathbf{S}_j) \right] +
$$
$$
+ \sum_{i,j} I_{ij}(\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j). \quad (57)
$$

Если $I_{ij} < 0$, то большого смысла в учете последнего (суперобменного) слагаемого в выражении (57) нет, так как оно дает просто усиление тенденции к ФМ-порядку, который и без того возникает вследствие учета первых четырех конфайнментных слагаемых в (57). Но если $I_{ij} > 0$, что в соответствии с результатами работы [23] вполне возможно, то имеется тенденция к АФМ-порядку на периферии ФМ δ-слоя, т. е. возникает конкуренция суперобменного и конфайнментного механизмов обмена. К сожалению, полный анализ функционала (57) вследствие сложной зависимости коэффициентов $A_i^{(1,2)}$, B_{ij} и C_{ij} от координат узлов $(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j)$ представляется крайне проблематичным. Поэтому в целях качественной оценки типа магнитного порядка, возникающего в модели (57) при $I_{ij} > 0$, сделаем ряд упрощающих предположений.

Во-первых, будем считать, что частично заполнена только нижняя (для определенности, со спином вверх) подзона конфайнментных состояний и пренебрежем в (57) слагаемыми, пропорциональными $A_i^{(2)}$ и C_{ij}, которые малы в меру малости параметра $\sqrt{|\omega_\pm|/W} \ll 1$; далее будем обозначать $A_i = A_i^{(1)}$.

Во-вторых, будем учитывать в (57) только взаимодействие между ближайшими примесными спинами, причем среднее расстояние $\overline{a}$ между ними будем считать малым по сравнению с толщиной L δ-слоя, характерной длиной l_+ и обратным фермиевским импульсом k_+^{-1} частично заполненного конфайнментного состояния, так что выполняются соотношения $\overline{a} \ll (l_+, k_+^{-1}) \ll L$. Эти соотношения означают, что на периферии δ-слоя находится достаточно много узлов, занятых примесными спинами, и сохраняет смысл понятие их средней концентрации $\overline{n}$. В этих приближениях коэффициент I_{ij} не зависит от индексов узлов, а коэффициенты A_i и B_{ij} зависят только от расстояния между сердцевиной δ-слоя и узлами, где находятся примесные спины. В итоге имеем упрощенное выражение

$$F^{(ex)} = \sum_i A_i(Z_i)(\mathbf{n}\cdot\mathbf{S}_i) + \\ + \sum_{(i,j)} B_{ij}(Z_i, Z_j)(\mathbf{S}_i\cdot\mathbf{S}_j) + \sum_{(i,j)} I_{ij}(\mathbf{S}_i\cdot\mathbf{S}_j), \quad (58)$$

где

$$A_i(Z_i) \approx -A\exp\left(-\frac{|Z_i|}{l_+}\right), \\ B_{ij} \approx -B\exp\left(-\frac{|Z_i|+|Z_j|}{l_+}\right), \quad (59) \\ I_{ij} = I, \quad A, B, I > 0,$$

а суммирование во втором и третьем слагаемых проводится только по индексам ближайших друг к другу узлов (i,j).

Рассмотрим локальные спины, находящиеся внутри куба с ребром L, в котором плоскость xy $(z=0)$ совпадает с сердцевиной δ-слоя, а ось z перпендикулярна ему. Введем плотность обменной энергии $f^{(ex)} = F^{(ex)}/L^3$ и оценим $f^{(ex)}$ для простейших спиновых конфигураций в приближении среднего поля. Для однородной ФМ-конфигурации, когда средняя намагниченность локальных спинов параллельна намагниченности сердцевины, получим

$$f_F^{(ex)} = \overline{n}\frac{dS^2}{2}\left(I - B\frac{l_+}{L} - \frac{2Al_+}{dSL}\right), \quad (60)$$

где d — координационное число, зависящее от характера распределения локальных спинов на периферии δ-слоя (в качестве грубой оценки для равновероятного распределения спинов по узлам простой кубической решетки можно принять $d \approx 6$). Аналогично для однородной двухподрешеточной АФМ-конфигурации, когда средние намагниченности подрешеток локальных спинов компланарны намагниченности сердцевины, имеем

$$f_A^{(ex)} = -\overline{n}\frac{dS^2}{2}\left(I - B\frac{l_+}{L}\right). \quad (61)$$

Оценим энергию $f_{FA}^{(ex)}$ для однородной в плоскости xy и неоднородной вдоль оси z спиновой структуры, являющейся комбинацией двух рассмотренных выше однородных структур. Считаем, что магнитная конфигурация системы состоит из прилегающего к сердцевине ФМ-слоя толщины L_0 и двух более удаленных симметрично расположенных относительно сердцевины и одинаковых АФМ-слоев общей толщины $L - L_0$. С экспоненциальной точностью в пределе $\exp(-L/l_+) \to 0$ после несложных расчетов запишем энергию как функцию L_0:

$$f_{FA}^{(ex)}(L_0) = -\overline{n}\frac{dS^2}{2}\left\{I\left(1 - \frac{2L_0}{L}\right) + \right. \\ + B\frac{l_+}{L}\left[1 - 2\exp\left(-\frac{L_0}{l_+}\right)\right] + \\ \left. + \frac{2Al_+}{dSL}\left[1 - \exp\left(-\frac{L_0}{l_+}\right)\right]\right\}. \quad (62)$$

Ясно, что формулы (60) и (61) являются с экспоненциальной точностью частными случаями формулы (62) соответственно при $L_0 = L$ и $L_0 = 0$.

Проанализируем поведение функционала $f_{FA}^{(ex)}(L_0)$ в интервале $0 < L_0 < L$. В том случае, когда $B + A/dS < I$, функция (62) принимает минимальное значение при $L_0 = L_0^{min} = 0$. Но если $B + A/dS > I$, то минимум функции $f_{FA}^{(ex)}(L_0)$ имеет место при конечной толщине $L_0 = L_0^{min}$, где

$$L_0^{min} = l_+ \ln\frac{BdS + A}{IdS}. \quad (63)$$

Таким образом, для определенного соотношения между параметрами функционала (62) наиболее выгодным оказывается смешанная спиновая конфигурация типа ФМ/АФМ.

Рассмотрим, например, ситуацию, когда основной вклад в ФМ-упорядочение в слое толщиной $|z| < L_0$ вносит обмен между локальными спинами через конфайнментные электронные состояния, а эффект поляризации этих спинов в «молекулярном» поле $\mathbf{n}A_i^{(1)}$, создаваемом сердцевиной, является малым. В формуле (63) при этом полагаем, что $A/BdS \ll 1$, т.е. $L_0^{min} = 0$, если $I > B$, и $L_0^{min} = l_+ \ln(B/I)$, если $I < B$. Такая ситуация могла бы иметь место для δ-слоя со слабоферромагнитной или немагнитной сердцевиной. На периферии размытого δ-слоя в случае сильного суперобмена через глубокие электронные состояния реализуется однородная АФМ-структура РМП, а ФМ-упорядочение может реализоваться только в сердцевине. Напротив, в случае слабого суперобмена на периферии ФМ δ-слоя более выгодна смешанная спиновая конфигурация примесных спинов типа ФМ/АФМ, когда вблизи сердцевины формируется область ФМ-упорядоченного РМП, которая при удалении от сердцевины сменяется областью АФМ-упорядоченного РМП.

Наши оценки носят сугубо качественный характер, и даже в рамках модели (58) довольно сложно рассчитать спиновую структуру в области перехода от ФМ- к АФМ-порядку. В этой промежуточной области могут формироваться доменные стенки различных типов и/или возникать фрустрации обменных связей [24], но для корректного решения проблемы необходим учет магнитной жесткости и магнитной анизотропии РМП. Кроме того, строго говорить о дальнем магнитном порядке в РМП можно лишь в рамках использованного выше приближения среднего поля. В реальной ситуации структурный беспорядок, возникающий при введении атомов переходного металла в полупроводниковую матрицу, приведет к состоянию с ближним магнитным порядком на периферии размытого ФМ δ-слоя.

Заметим, что формальный предельный переход $I \to 0$ в формуле (63) некорректен: получаем, что $L_0^{min} \to \infty$; это бессмысленно, поскольку величина L_0^{min}, очевидно, не может превзойти толщину размытия δ-слоя. Дело в том, что для упрощения вычислений мы всюду считали, что $\exp(-L/l_+) \to 0$. Можно показать, что более строгий учет экспоненциально малых слагаемых этого типа не меняет сделанных выше оценок и качественного вывода о возникновении смешанной спиновой структуры типа ФМ/АФМ при $I < B$, но дает правильный предел $L_0^{min} \to L$ при $I \to 0$.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Степень и характер взаимодействия ФМ δ-слоя с носителями заряда и спина в матрице полупроводника являются ключевыми вопросами физики обсуждаемых в данной работе δ-легированных наноструктур. Ответы на эти вопросы непосредственно связаны как с морфологией самого δ-слоя, так и со спиновой поляризацией носителей во всей δ-легированной области. Обе проблемы пока еще слабо исследованы как экспериментально, так и теоретически. Следует отметить в этой связи уже упомянутую во Введении работу [18], в которой спиновая поляризация носителей в гетероструктуре Mn(0.11 нм)/GaAs, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии, изучалась с помощью фотолюминесценции горячих электронов. Было показано, что дырки в δ-слоях марганца и электроны в прослойках GaAs испытывают сильное обменное взаимодействие с ФМ-слоем, причем величина спиновой поляризации этих носителей пропорциональна намагниченности δ-слоя.

Нетривиальные, на наш взгляд, данные о влиянии δ-легирования на магнитные свойства РМП приводятся в работе [25]. Кривые намагничивания, полученные при $T = 5$ К на тонких пленках РМП $(Ga_{1-x}Mn_x)N$ ($x = 0.009$), показывают значительное (на порядок) увеличение намагниченности при введении δ-слоя марганца в буферный слой GaN на расстоянии 25 нм от интерфейса $(Ga_{1-x}Mn_x)N/GaN$. При этом, однако, в δ-легированной марганцем пленке чистого GaN ФМ-порядок не был обнаружен. В работе [26] сообщается о создании δ-легированных аморфных пленок Ge : Mn. Магнитные характеристики этих систем имеют довольно замысловатые черты, зависящие от концентрации марганца и от расстояния между δ-слоями. Результаты работы [26] интерпретируются в предположении о существовании высокотемпературных ФМ-областей (видимо, вторичной фазы), между которыми устанавливаются АФМ-связи при низких температурах. Авторам работы [27] удалось получить посредством молекулярно-лучевой эпитаксии довольно совершенные мультислойные структуры [Si(20 Å)/Mn(x)] с номинальной толщиной δ-слоя $x = 1$, 1.5, 2.0 Å. Образцы показывают ферромагнетизм при температуре выше комнатной; особенно примечательным представляется тот факт, что температура Кюри уменьшается с увеличением содержания марганца.

Современное состояние теоретических исследований пока не позволяет дать удовлетворительную интерпретацию экспериментальных результатов в полупроводниковых наноструктурах с δ-слоями. В первую очередь, следовало бы сосредоточить усилия на описании магнитного упорядочения в структурно-неоднородных δ-слоях и хотя бы провести расчет влияния «сплавного» рассеяния (alloy scattering) на ФМ-упорядочение в рамках, например, метода когерентного потенциала. Также актуальной видится задача о магнитных свойствах δ-слоя с островковой и кластерной топологиями. Что касается проблемы магнитных поляронов в обсуждаемых нами невырожденных полупроводниковых материалах, дело здесь обстоит весьма непросто, и нам не хотелось бы в данной работе затрагивать столь деликатную тему. С формальной точки зрения, можно сказать, что здесь рассматривается ситуация, в которой объемная примесная зона, через которую мог бы осуществляться обмен между локальными примесными спинами в модели магнитных поляронов, если даже и существует в данной системе, то лежит далеко по энергии от области конфайнментных состояний и уровня Ферми. Например, если примесная зона расположена существенно выше конфайнментных подзон, то она может быть вообще пуста при выбранном нами положении уровня Ферми и не влияет на обмен между локальными примесными спинами.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-02-00114).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. M. Nazmul, S. Sugahara, and M. Tanaka, Appl. Phys. Lett. **80**, 3120 (2002).

2. A. M. Nazmul, S. Sugahara, and M. Tanaka, Phys. Rev. B **67**, 241308(R) (2003).

3. A. M. Nazmul, S. Kobayashi, S. Sugahara, and M. Tanaka, Physica E **21**, 937 (2004).

4. A. M. Nazmul, T. Amemiya, Y. Shuto et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 017201 (2005).

5. Б. А. Аронзон, В. А. Кульбачинский, В. Г. Гурин и др., Письма в ЖЭТФ **85**, 32 (2007).

6. Б. А. Аронзон, А. С. Лагутин, В. В. Рыльков и др., Письма в ЖЭТФ **87**, 192 (2008).

7. R. K. Kawakami, E. Johnston-Halperin, L. F. Chen et al., Appl. Phys. Lett. **77**, 2379 (2000).

8. X. Chen, M. Na, M. Cheon et al., Appl. Phys. Lett. **81**, 511 (2002).

9. H. Luo, B. D. McCombe, M. H. Na et al., Physica E **12**, 366 (2002).

10. B. D. McCombe, M. Na, X. Chen et al., Physica E **16**, 90 (2003).

11. S. Sanvito and N. Hill, Phys. Rev. Lett. **87**, 267202 (2001).

12. J. Hong, D. Wang, and R. Wu, Phys. Rev. Lett. **94**, 137206 (2005).

13. A. Continenza, F. Antoniella, and S. Picozzi, Phys. Rev. B **70**, 035310 (2004).

14. M. C. Qian, C. Y. Fong, Kai Liu et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 027211 (2006).

15. T. Jungwirth, J. Sinova, J. Mašek et al., Rev. Mod. Phys. **78**, 809 (2006).

16. Е. З. Мейлихов, Р. М. Фарзетдинова, Письма в ЖЭТФ **87**, 568 (2008).

17. Т. Мория, *Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами*, Мир, Москва (1988), с. 1.

18. V. F. Sapega, A. Trampert, and K. H. Ploog, Phys. Rev. B **77**, 245301 (2008).

19. A. P. Lee, C. Zeng, K. van Benthem et al., Phys. Rev. B **75**, 201201(R) (2007).

20. S. Caprara, V. Tugushev, P. Echenique, and E. Chulkov, Europhys. Lett. **85**, 27006 (2009).

21. J. Inoue, S. Nonoyama, and H. Itoh, Phys. Rev. Lett. **85**, 4610 (2000); J. Inoue, Phys. Rev. B **67**, 125302 (2003).

22. *Справочник по специальным функциям*, под ред. М. Абрамовица и И. Стиган, Наука, Москва (1979).

23. V. Barzykin, Phys. Rev. B **71**, 155203 (2005).

24. M. Kiwi, J. Magn. Magn. Mat. **234**, 584 (2001); J. Nogues and I. K. Schuller, J. Magn. Magn. Mat. **192**, 203 (1999); A. E. Berkowitz and K. Takano, J. Magn. Magn. Mat. **200**, 552 (1999).

25. H. C. Jeon, T. W. Kang, T. W. Kim et al., Appl. Phys. Lett. **87**, 092501 (2005).

26. H. L. Li, H. T. Lin, Y. H. Wu et al., J. Magn. Magn. Mat. **303**, e318 (2006).

27. S. H. Chiu, H. S. Hsu, and J. C. A. Huang, J. Appl. Phys. **103**, 07D110 (2008).