

ЭФФЕКТЫ Понижения размерности системы при спиновом упорядочении в вырожденном электронном газе

Ф. Е. Орленко^{a*}, С. И. Челкак^a, Е. В. Орленко^{a**}, Г. Г. Зегря^b

^a Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
195251, Санкт-Петербург, Россия

^b Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
194021, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 27 августа 2009 г.

Коллективные спиновые эффекты упорядочения обсуждаются для квазиодномерного вырожденного электронного газа. Методом Хартри–Фока вычислены полная энергия квазиодномерной системы и обменный вклад, приходящийся на одну частицу. Показано, что в случае, когда для универсального параметра, связанного с плотностью частиц, выполняется неравенство $r_s \geq 0.476$, в системе может наблюдаться спонтанная поляризация. Проведен сравнительный анализ одномерных, двумерных и трехмерных систем. Получено общее выражение для полной энергии, приходящейся на одну частицу, как функции степени поляризации и величины размерности системы, откуда следует, что возможность спонтанной поляризации в системе тесно связана с ее размерностью.

1. ВВЕДЕНИЕ

Динамической одномерной (или квазиодномерной) называют систему электронов или дырок, движение которых свободно только в одном пространственном измерении, а их движению во втором и в третьем измерениях соответствует дискретный энергетический спектр. Таким образом, лишь одна из трех компонент волнового вектора представляет собой «хорошее» квантовое число. Следует подчеркнуть, что эти системы не являются одномерными в прямом смысле, поскольку волновые функции носителей зависят от трех координат, а электромагнитные поля распространяются в трехмерном пространстве. Поэтому, прежде чем сравнивать с экспериментальными данными предсказания теории, справедливые для идеально одномерных систем, их следует соответствующим образом изменить. В эксперименте получение квазиодномерной системы возможно, например, на поверхности (114) полуметалла висмута, на которой поддерживаются квазиодномерные свойства электронного газа [1] в так называемом то-

пологическом металле. Здесь экспериментально наблюдается контур поверхности Ферми. Статические и транспортные свойства одномерной электронной системы в периодическом потенциале определяются тремя конкурирующими вкладками [2].

Первый из них связан с принципом неопределенности и характером заполнения квантовых состояний — такая система не имеет четко очерченной «поверхности» Ферми [3, 4], граница ее всегда размыта, что в системах более высокой размерности имеет место в меньшей степени.

Вторым определяющим фактором является обменное взаимодействие, характер которого зависит от спинового состояния взаимодействующих частиц (принцип запрета Паули). Межчастичное взаимодействие делает поведение системы подобным поведению упругой жидкости (латтинджеровская жидкость); практически здесь можно говорить о конечной области взаимодействия.

Третий вклад связан с тем, что взаимодействие частиц с одинаковым спином тоже приводит к корреляциям спиновой плотности.

Присутствие периодического потенциала вызывает дополнительные эффекты. Так, если размер области взаимодействия совпадает с периодом потен-

*E-mail: fadler@mail.ru

**E-mail: eorlenko@mail.ru

циала, свойства системы кардинально изменяются. При наличии слабых квантовых флуктуаций частицы становятся абсолютно локализованными, что приводит к появлению диэлектрических свойств в системе.

Существующие на сегодняшний день точные решения очень важны для понимания свойств одномерных систем. Так, Гаудин [5] и Янг [6] вычислили энергию основного состояния, спектр и волновые функции для континуальной модели Хаббарда (фермионы с дельта-функциональным потенциалом взаимодействия (точечная модель) частиц с противоположными спинами). Было показано, что в рамках этой модели отталкивание приводит к металлическому состоянию, тогда как притяжение — к «сверхпроводящему состоянию». Здесь «сверхпроводящее состояние» не следует понимать буквально, поскольку речь идет о состоянии электронов со спаренными спинами (с полным спином пары равным нулю) в противовес термину «антиферромагнитное состояние» с чередованием проекции спина вдоль оси системы [2]. Либ и Ву [7] провели аналогичный расчет для решеточного потенциала, что стало простейшей моделью, учитывающей влияние периодического потенциала. Они также обнаружили, что притяжение частиц приводит к сверхпроводнику, а отталкивание — к металлу, за исключением наполовину заполненной зоны, где отталкивание превращает систему в антиферромагнитный диэлектрик. Влияние решетки для случая наполовину заполненной зоны было учтено в работе [8]. Одномерная квантовая модель синус-Гордон с ненулевым солитоном решена в работе [9], она дает полное описание перехода металл-диэлектрик и содержит в себе как частные случаи решения, полученные в работах [10–12].

Явление ферромагнетизма свободных электронов в трехмерной системе впервые было описано в тридцатые годы прошлого столетия одновременно в работах Слэтера [13] и Стонера [14] на основе использования ими концепции молекулярного поля и статистики Ферми. Такой одноэлектронный подход называют теперь моделью Стонера. Феноменологическая теория взаимодействующих ферми-систем была развита Ландау в работах [15]. В результате из моделей Стонера и теории Ландау для взаимодействующей электронной системы получается обобщенная восприимчивость $\chi(\mathbf{q})$, которая имеет особенность при выполнении неравенства, получившего название критерия Стонера. Эту особенность принято связывать с появлением ферромагнетизма. Как и в случае локализованных моментов, расходимость восприимчивости $\chi(\mathbf{q})$ при $\mathbf{q} \neq 0$ будет вызывать переход в

состояние с однородной намагниченностью. В таком случае основное состояние характеризуется периодической спиновой плотностью, которую называют спиновой волной [16].

Эффекты спиновой поляризации в трехмерном ферми-газе обсуждались и в более поздних работах. Так, например, в работе Суриса [17] методом температурных функций Грина изучалась система взаимодействующих фермионов со спином 1/2. Было показано, что для систем с преобладанием сил отталкивания между частицами простейшая аппроксимация для двухчастичной функции Грина приводит к возможности спин-упорядоченного состояния. В работе [18] численным диффузионным квантовым методом Монте-Карло определяется состояние спиновой поляризации в трехмерном электронном газе при очень низкой плотности и нулевой температуре; при этом был обнаружен фазовый переход второго рода в частично поляризованную фазу.

Явление ферромагнетизма свободных электронов в контексте транспортных явлений обсуждается для двумерных систем в работе [19]. Здесь в рамках подхода Гелл-Манна–Брукнера вычисляется корреляционная энергия путем суммирования всех циклических диаграмм и учета обменных вкладов до второго порядка включительно. Рассматривается конкуренция двух основных вкладов, влияющих на результирующее поляризационное состояние. Первый из них связан непосредственно с кинетической энергией вырожденного ферми-газа, которая повышается при возникновении поляризации и распаривании спинов вследствие того, что свободные частицы вынуждены занимать более высокие одночастичные состояния. Второй вклад связан непосредственно с понижением энергии вследствие обменного взаимодействия, являющегося результатом антисимметризации волновой функции. Полуфеноменологический подход, основанный на использовании формулы Линдхарда для магнитной восприимчивости, предлагается в работе [20]. Аналогично модели Стонера, здесь получается выражение для восприимчивости $\chi(\mathbf{q})$, в знаменателе которого фигурирует эффективный потенциал электронного взаимодействия, зависящий от перераспределения электронной плотности в зависимости от спинового состояния. Так, потенциалы взаимодействия электронов с параллельными и антипараллельными спинами различаются. Таким образом, знаменатель может давать особенность, которая связывается с переходом в состояние со спонтанной намагниченностью.

Непосредственное вычисление обменной энергии для двумерной и квазидвумерной электронных си-

стем проводится в работе [21], где получены численные значения обменной энергии, эффективного обменного потенциала для плоскости (100) кремния. Возможность существования спонтанного магнетизма и его влияния на транспортные явления в МОП-транзисторах обсуждается в работе [22] на основе метода Хартри–Фока, что соответствует лишь первому порядку полного разложения, полученного в [19]. В работе [22] сравнивается значение полной энергии с учетом отрицательного максимального обменного вклада (в случае стопроцентной поляризации спина) с энергией вырожденного электронного газа (в случае полной деполяризации). На основании указанного сравнения получается критерий реализации состояния со спонтанной поляризацией электронов в квазидвумерном полупроводнике.

Здесь следует отметить тот факт, что во всех упомянутых выше работах речь идет о магнитном упорядочении, возникающем в системе свободных электронов, для которых обменное взаимодействие не зависит от расстояния между частицами, т. е. обладает неограниченным радиусом. Это означает, что условия известной теоремы Мермина–Вагнера [23], запрещающей возможность ферромагнитного перехода в двумерной или одномерной системе локализованных спиновых моментов с обменным потенциалом ограниченного радиуса действия, не распространяются на рассматриваемые системы свободных электронов. Эффекты спинового выстраивания, обусловленные кулоновским обменным взаимодействием свободных электронов [24], оказывают существенное влияние на характер магнитного упорядочения в низкоразмерных структурах, например в двумерных полупроводниках. Это связано с тем, что основные параметры, характеризующие электронный газ в такой системе, помещенной в магнитное поле (E_F — энергия Ферми, A — энергия обменного взаимодействия, $\mu_B \cdot \mathbf{B}$ — энергия магнитно-дипольного взаимодействия с внешним магнитным полем), являются величинами одного порядка. Это обстоятельство является спецификой низкоразмерной структуры, так как в трехмерном случае энергия Ферми становится сравнимой с другими указанными параметрами только при очень низких концентрациях и температуре, стремящейся к нулю.

Вариация указанных трех основных параметров в двумерной системе приводит к ряду магнитных явлений в пленке, связанных с конкуренцией различных вкладов в спиновое упорядочение [24]. Во-первых, происходит значительное усиление парамагнитного отклика системы, во-вторых, при определенных соотношениях указанных параметров мо-

жет наблюдаться фазовый переход в ферромагнитное состояние с образованием макроскопических областей со спонтанной намагниченностью.

В настоящей работе мы исследуем эффекты спинового упорядочения в квазиодномерной системе, а также проводим сравнительный анализ влияния понижения размерности на конфигурацию обменных интегралов, энергию Ферми и, в свою очередь, на характер спинового упорядочения, реализующегося в системе. Расчеты проводятся в случае континуального приближения, без учета влияния решеточного потенциала.

2. ВАРИАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ ХАРТРИ–ФОКА ДЛЯ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ОДНОМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ВЫРОЖДЕННОГО ГАЗА

Пусть в системе спинов имеется поляризация степени α . Тогда

$$\begin{aligned} N^+ - N^- &= \alpha N, \\ N^+ + N^- &= N, \end{aligned} \quad (1)$$

где $N^\pm = N(1 \pm \alpha)/2$ — число спинов, направленных соответственно вверх или вниз, N — полное число электронов в системе. В отсутствие поляризации энергия Ферми одномерного газа находится из условия нормировки на полное число частиц обычным путем:

$$\begin{aligned} N &= \int \frac{dp dz}{2\pi\hbar} g_s n_F(E), \\ E_F &= \frac{\hbar^2}{8m_e} \sigma_l^2 \pi^2, \end{aligned} \quad (2)$$

где g_s — фактор вырождения по спину, p — импульс частицы вдоль оси z одномерной системы, $\sigma_l = N/L$ — линейная концентрация частиц, L — длина одномерной системы, $n_F(E)$ — функция распределения Ферми, m_e — масса электрона. Тепловая поправка к химическому потенциалу,

$$\Delta\mu(T) = \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{T}{E_F} \right)^2 E_F$$

в одномерной системе положительна и в рассматриваемом пределе низких температур, $T/E_F \ll 1$, мала; будем ею пренебрегать во всех последующих расчетах.

Наличие поляризации степени α в системе спинов приведет к изменению положения самого уровня Ферми:

$$E_F^\pm = E_F(1 \pm \alpha)^2 = \frac{\hbar^2 (k_F^\pm(\alpha))^2}{2m}, \quad (3)$$

$$k_F^\pm(\alpha) = \frac{\pi}{2} \sigma_l(1 \pm \alpha).$$

Запишем гамильтониан электронной системы в представлении чисел заполнения:

$$H = \sum_{k,s} \frac{(\hbar k)^2}{2m_e} a_{ks}^+ a_{ks} + \frac{1}{2} \sum_{\substack{k,s \\ k',s'}} \sum_q V(q) a_{k+q,s}^+ a_{k'-q,s'}^+ a_{k',s'} a_{k,s}, \quad (4)$$

где a_{ks}^+ и a_{ks} — операторы рождения и уничтожения частиц в состоянии ks , \mathbf{k} — волновой вектор одномерной системы, s — проекция спина на ось z , $V(q)$ — фурье-образ потенциала кулоновского взаимодействия электронов в одномерной системе. Суммирование будем проводить с учетом заполнения состояний с заданной выражениями (1) и (3) поляризации.

Основное состояние невзаимодействующей системы, при заданном порядке заполнения представляющее собой море Ферми, описывается вектором

$$|\Psi_0\rangle = \prod_{k \leq k_F^\pm(\alpha)} a_{k,s}^+ |0\rangle. \quad (5)$$

Тогда средняя кинетическая энергия системы, приходящаяся на одну частицу, при наличии поляризации равна

$$\frac{K}{N} = \frac{L}{N} \sum_s \int_{|k| \leq k_F^\pm(\alpha)} \frac{(\hbar k)^2}{2m} n_F \frac{dk}{2\pi\hbar} = \frac{E_F}{6} [(1 + \alpha)^3 + (1 - \alpha)^3] = \frac{E_F}{3} (1 + 3\alpha^2). \quad (6)$$

Первая поправка к энергии, обусловленная взаимодействием, есть энергия Хартри–Фока:

$$E^{(1)} = \frac{1}{2} \sum_{\substack{ks \leq k_F(\alpha) \\ k's' \leq k_F(\alpha)}} \sum_q (\langle k+q, k'-q | V(q) | k', k \rangle - \langle k+q, k'-q | V(q) | k, k' \rangle), \quad (7)$$

где первое слагаемое соответствует прямому кулоновскому взаимодействию, а второе — обменному. Вычислим соответствующий обменный вклад при указанной степени поляризации α . Суммирование по заполненным состояниям даст следующее выражение для энергии обменного взаимодействия системы, приходящейся на одну частицу:

$$\frac{E_1}{N} = -\frac{1}{2} \left(\frac{L}{2\pi\hbar} \right)^2 \frac{e^2}{L} \sum_s \int_0^{k_F^\pm} dk_1 \int_0^{k_F^\pm} dk_2 \times \times \lim_{\rho \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[i(k_1 - k_2)z]}{\sqrt{z^2 + \rho^2}} \times \times \exp[i(k_{\rho 1} - k_{\rho 2})\rho] dz. \quad (8)$$

Выполняя интегрирование по k_1 и k_2 , используя при этом равенства

$$\int_0^{k_F^\pm} dk_1 \int_0^{k_F^\pm} \cos[z(k_1 - k_2)] dk_2 = \frac{4}{z^2} \sin^2\left(\frac{k_F^\pm}{2} z\right) \xrightarrow{z \rightarrow 0} k_F^{\pm 2}$$

и

$$f(a) = \int_0^\infty \frac{\sin^2(at/2)}{t^2 \sqrt{t^2 + 1}} dt,$$

$$f'(a) = \frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{\sin(at)}{t \sqrt{t^2 + 1}} dt,$$

$$f''(a) = \frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{\cos(at)}{\sqrt{t^2 + 1}} dt = \frac{1}{2} K_0(a),$$

получаем

$$f'(a) = \frac{1}{2} \int_0^\infty K_0 dt,$$

$$f(a) = \frac{1}{2} \left[a \int_0^a K_0 dt + a K_1(a) - 1 \right],$$

где $K_0(t)$, $K_1(t)$ — функции Макдональда.

Окончательно получаем выражения для обменного вклада от взаимодействия доли частиц с одинаковыми спинами, направленными вверх и вниз:

$$\frac{E_1^\pm}{N} = -\frac{e^2 (k_F^\pm)^2}{\sigma_l} \left(\frac{5}{2} - 3\gamma \right),$$

здесь $\gamma = 0.5772$ — постоянная Эллера. Полное выражение с учетом суммирования по спиновым состояниям имеет вид

$$\frac{E_1}{N} = \frac{E_1^+}{2N} + \frac{E_1^-}{2N} - \frac{E_1^{+-}}{N} = -\frac{A}{2} \{ (1+\alpha)^2 + (1-\alpha)^2 - 2(1+\alpha)(1-\alpha) \} = -2A\alpha^2, \quad (8)$$

Таблица 1. Сравнение основных параметров для одномерной, двумерной и трехмерной систем

1D	2D [19,23]	3D [28]
$E_F = \frac{\hbar^2}{8m} \sigma_l^2 \pi^2$ $\Delta\mu(T) = \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{T}{E_F}\right)^2 E_F$ $E_F^\pm = E_F(1 \pm \alpha)^2$	$E_F = \frac{\hbar^2}{m} \sigma_s \pi$ $\Delta\mu(T) = T \ln [1 - \exp(-E_F/T)] \approx$ $\approx -T \exp(-E_F/T)$ $E_F^\pm = E_F(1 \pm \alpha)$	$E_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3}$ $\Delta\mu(T) \approx -\frac{\pi^2}{12} E_F \left(\frac{T}{E_F}\right)^2$ $E_F^\pm = E_F(1 \pm \alpha)^{2/3}$
$\frac{K}{N} = \frac{E_F}{6} [(1 + \alpha)^3 + (1 - \alpha)^3] =$ $= E_F(1 + 3\alpha^2)/3$	$\frac{K}{N} = E_F \frac{1}{4} [(1 + \alpha)^2 + (1 - \alpha)^2] =$ $= E_F(1 + \alpha^2)/2$	$\frac{K}{N} = \frac{3}{10} E_F [(1 + \alpha)^{5/3} + (1 - \alpha)^{5/3}]$
$\frac{E_1^\pm}{N} = -\frac{e^2 k_F^2 (1 \pm \alpha)^2}{\sigma_l} \left(\frac{5}{2} - 3\gamma\right)$	$\frac{E_1^\pm}{N} = -\frac{e^2 k_F^3}{6\pi\sigma_s} (1 \pm \alpha)^{3/2}$	$\frac{E_1^\pm}{N} = -\frac{3}{2} \frac{e^2 k_F^4}{\pi n} (1 \pm \alpha)^{4/3}$

где энергия обменного взаимодействия A , приходящаяся на одну частицу в отсутствие поляризации, равна

$$A = \frac{(5 - 6\gamma)e^2 k_F^2}{\sigma_l}, \tag{9}$$

где $\hbar k_F$ — импульс Ферми в отсутствие поляризации. В первом приближении полная энергия, приходящаяся на одну частицу с учетом степени поляризации α , имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{E(\alpha)}{N} &= E_F \frac{1}{3} (1 + 3\alpha^2) - 2A\alpha^2 = \\ &= \alpha^2 (E_F - 2A) + \frac{E_F}{3}, \end{aligned} \tag{10}$$

откуда видно, что при квадратичной зависимости от степени поляризации ферромагнитное состояние является выгодным при условии

$$E_F - 2A < 0, \tag{11}$$

что соответствует условию

$$\begin{aligned} \sigma_l < (5 - 6\gamma) \frac{e^2 m^*}{\hbar^2} &= (5 - 6\gamma) \eta \frac{e^2 m_e}{\hbar^2} = \\ &= \frac{(5 - 6\gamma) \eta}{a_B} \approx 2.8 \eta \cdot 10^8 \end{aligned}$$

при эффективной массе электрона $m^* = \eta m_e$, где коэффициент η зависит от типа материала. Таким образом, даже для металлического шнура можно ожидать, что возникнет спонтанная поляризация $\alpha \rightarrow 1$, а собственно фазовый переход в магнитную фазу произойдет при концентрации $\sigma_l = (5 - 6\gamma) \eta / a_B$, где a_B — боровский радиус.

3. СВЯЗЬ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ СИСТЕМЫ С ЕЕ РАЗМЕРНОСТЬЮ

Из табл. 1 видно, что одномерный случай выделен тем, что зависимость от степени поляризации в выражениях для кинетической энергии и обменного вклада в потенциальную энергию одна и та же — квадратичная, тогда как в других случаях степень роста кинетической составляющей с увеличением степени поляризации больше по сравнению с отрицательным вкладом потенциальной энергии (3/2–2 в двумерном случае и 4/3–5/3 в трехмерном).

Выразим полную энергию системы, приходящуюся на одну частицу, в общем виде через универсальный безразмерный параметр r_s , непосредственно связанный со средним расстоянием между частицами в системе. Так, для трехмерной системы он определяется как

$$\frac{N}{V} = \frac{3}{4\pi r_s^3 a_B^3},$$

для двумерной —

$$\frac{N}{S} = \frac{1}{\pi r_s^2 a_B^2}$$

и для одномерной —

$$\frac{N}{L} = \frac{1}{r_s a_B}.$$

Тогда для произвольной размерности ν выражение для энергии системы, приходящейся на одну частицу, запишется в виде

Таблица 2. Отношение коэффициентов, определяющих вклады кинетической к обменной энергий в полную энергию системы

	1D	2D	3D
$2C_{2\nu}/C_{1\nu}$	0.238	1.666	4.829
r_s^*	$2\frac{2C_{2\nu}}{C_{1\nu}} = 0.476$	$\sqrt{2}\frac{2C_{2\nu}}{C_{1\nu}} = 2.356$	$\sqrt[3]{2}\frac{2C_{2\nu}}{C_{1\nu}} = 6.08$

$$\frac{E}{N} = \frac{C_{2\nu}}{r_s^2} \left[(1 + \alpha)^{(\nu+2)/\nu} + (1 - \alpha)^{(\nu+2)/\nu} \right] - \frac{C_{1\nu}}{r_s} \left[(1 + \alpha)^{(\nu+1)/\nu} + (1 - \alpha)^{(\nu+1)/\nu} \right]. \quad (12)$$

Для трехмерных, двумерных и одномерных систем соответственно получаем

$$\frac{E}{N} [\text{Ry}] = \frac{1.106}{r_s^2} \left[(1 + \alpha)^{5/3} + (1 - \alpha)^{5/3} \right] - \frac{0.458}{r_s} \left[(1 + \alpha)^{4/3} + (1 - \alpha)^{4/3} \right],$$

$$\frac{E}{N} [\text{Ry}] = \frac{1}{2r_s^2} \left[(1 + \alpha)^2 + (1 - \alpha)^2 \right] - \frac{4\sqrt{2}/3\pi}{r_s} \left[(1 + \alpha)^{3/2} + (1 - \alpha)^{3/2} \right], \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{E}{N} [\text{Ry}] &= \frac{\pi^2/24}{2r_s^2} \left[(1 + \alpha)^3 + (1 - \alpha)^3 \right] - \frac{\pi^2}{4r_s} \left(\frac{5}{2} - 3\gamma \right) \left[(1 + \alpha)^2 + (1 - \alpha)^2 \right] = \\ &= \frac{\pi^2/24}{r_s^2} (1 + 3\alpha^2) - \frac{\pi^2}{2r_s} \left(\frac{5}{2} - 3\gamma \right) (1 + 2\alpha^2). \end{aligned}$$

Ясно, что система ферромагнитна, если E/N имеет минимум при $\alpha \rightarrow 1$. Это возникает при $d(E/N)/dr_s = 0$, т. е. при

$$r_s^* = \frac{2C_{2\nu}}{C_{1\nu}} \frac{(1 + \alpha)^{(\nu+2)/\nu} + (1 - \alpha)^{(\nu+2)/\nu}}{(1 + \alpha)^{(\nu+1)/\nu} + (1 - \alpha)^{(\nu+1)/\nu}}. \quad (14)$$

Таким образом, при $r_s > r_s^*$ реализуется ферромагнитное состояние электронного газа при $\alpha = 1$ (электронный газ с низкой плотностью), а при $r_s < r_s^*$ — немагнитное состояние. При этом соотношение коэффициентов $C_{1\nu}$ при первой и $C_{2\nu}$ при второй степени $1/r_s$ меняется в зависимости от размерности ν системы.

Из табл. 2 видно, что по мере уменьшения размерности системы относительный вклад обменной энергии, ответственной за упорядочение спинов, увеличивается, тогда как стохастические факторы, обусловленные непосредственно движением электронов с учетом принципа запрета Паули, подавляются.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Наш основной результат состоит в выводе общих соотношений (12) и (14) для произвольной размерности системы, а также в общей оценке входящих в них коэффициентов. Это помогает судить о влиянии изменения размерности системы на спиновое упорядочение. Таким образом, можно утверждать, что в процессе установления равновесной спиновой поляризации участвуют два конкурирующих фактора: несилевой обмен, являющийся следствием принципа запрета Паули и влияющий на «интерференционное» перераспределение плотности частиц в пространстве, и собственно обменное кулоновское взаимодействие. Первый фактор повышает кинетическую энергию системы при распаривании спинов, тогда как второй в зависимости от парной ориентации электронных спинов изменяет полную энергию на величину A , которая является энергией обменного взаимодействия. Так что принцип неразличимости тождественных частиц проявляет себя здесь сразу с двух сторон: препятствует упорядочению и устанавливает спиновое упорядочение, а степень влияния упорядочивающего фактора как раз и определяется указанным соотношением коэффициентов. При этом подчеркивается то обстоятельство, что по мере уменьшения размерности системы относительный вклад обменного взаимодействия увеличивается по сравнению с кинетическим фактором.

В одномерном случае параметр r_s^* меньше единицы, что означает наличие спонтанной поляризации в системе для расстояний между частицами, превышающих половину радиуса Бора, т. е. для всех возможных плотностей электронной системы. В двумерном случае спонтанная поляризация имеет место только в определенном интервале плотностей и температур [19, 22, 24, 25], а полученная в настоящей работе величина r_s^* совпадает с ее вычисленным значением в работе [19]. Обнаруженный экспериментально переход металл–диэлектрик в МОП-транзисторах, характеризующихся низкой

концентрацией носителей, а также в двумерном газе носителей тока в гетеропереходах Si-Ge и GaAs-GaAlAs, имеет спиновую природу металлического состояния [26–28]. Экспериментальные зависимости проводимости двумерного газа от величины приложенного магнитного поля вблизи перехода металл–диэлектрик указывают на наличие спонтанной поляризации в указанных пределах. Для трехмерного случая поляризованное состояние вырожденного электронного газа является практически недостижимым, что согласуется с [17, 25].

Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы» (Госконтракт П2326).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. W. Wells, J. H. Dil, F. Meier et al., *Phys. Rev. Lett.* **102**, 096802 (2009).
2. E. B. Kolomeisky and J. P. Straley, *Rev. Mod. Phys.* **68**, 175 (1996).
3. V. J. Emery, in *Highly Conducting One-Dimensional Solids*, ed. by J. T. Devreese, R. P. Evrard, and V. E. van Doren, Plenum Press, New York (1979), p. 247; V. J. Emery, *Phys. Rev. B* **14**, 2989 (1976).
4. J. Solyom, *Adv. Phys.* **8**, 209 (1979).
5. M. Gaudin, *Phys. Lett. A* **24**, 55 (1967).
6. C. N. Yang, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 1312 (1967).
7. E. H. Lieb and F. Y. Wu, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1445 (1968).
8. V. J. Emery, A. Luther, and I. Peschel, *Phys. Rev. B* **13**, 1272 (1976).
9. F. D. M. Haldane, *J. Phys. A* **115**, 507 (1982).
10. A. Luther and V. J. Emery, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 589 (1984).
11. V. L. Pokrovsky and A. L. Talapov, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 65 (1979).
12. H. J. Schulz, *Phys. Rev. B* **22**, 5274 (1980).
13. J. C. Slater, *Phys. Rev.* **49**, 537 (1936).
14. E. C. Stoner, *Proc. Roy. Soc. London A* **165**, 372 (1938).
15. Л. Д. Ландау, *ЖЭТФ* **30**, 1058 (1956); **32**, 59 (1957).
16. Р. Уайт, *Квантовая теория магнетизма*, Мир, Москва (1985).
17. Р. А. Сурис, *ФТТ* **3**, 1795 (1961).
18. F. H. Zong, C. Lin, and D. M. Ceperley, *Phys. Rev. E* **66**, 036703 (2002).
19. A. K. Rajagopal and John J. C. Kimball, *Phys. Rev. B* **15**, 2819 (1977).
20. Noaki Iwamoto, *Phys. Rev. B* **43**, 2174 (1991).
21. F. Stern, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 278 (1973).
22. И. А. Шельх, Н. Т. Баграев, Л. Е. Клячкин, *ФТТ* **45**, 2085 (2003).
23. N. D. Mermin and H. Wagner, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 1133 (1966).
24. Ф. Е. Орленко, Г. Г. Зегря, Е. В. Орленко, *ЖТФ* **78**, 22 (2008).
25. A. O. E. Animalu, *Intermediate Quantum Theory of Crystalline Solids*, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey (1981).
26. S. V. Kravchenko, J. E. Furneaux, V. M. Pudalov et al., *Phys. Rev. B* **50**, 8039 (1994); S. V. Kravchenko, A. A. Shashkin, and V. T. Dolgoplov, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 219701 (2002).
27. P. T. Coleridge, R. L. Williams, Y. Feng, and P. Zawadskii, *Phys. Rev. B* **56**, R12764 (1997).
28. Y. Hanein, D. Shahar, C. C. Li et al., *Phys. Rev. B* **58**, R13338 (1998).