

# Спиновая деполяризация в спонтанно поляризованных низкоразмерных системах

© И.А. Шелых, Н.Т. Баграев\*<sup>†</sup>, Л.Е. Клячкин\*

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

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

(Получена 1 апреля 2003 г. Принята к печати 1 апреля 2003 г.)

Условия возникновения спонтанной спиновой поляризации в низкоразмерных системах в нулевом магнитном поле анализируются при слабом заполнении нижних подзон размерного квантования, когда обменное взаимодействие носителей тока доминирует над их кинетической энергией. В рамках приближения Хартри–Фока определяются критические концентрации, выше которых происходит полная спиновая деполяризация квазидвумерного и квазиодномерного газа носителей тока. Основное внимание уделяется возможной взаимосвязанности спиновой деполяризации с переходом двумерного газа в металлическое состояние, а также с эволюцией „ $0.7(2e^2/h)$ “ особенности, отщепленной от первой ступеньки квантовой лестницы проводимости одномерного канала, которая проявляется в изменении ее величины от  $e^2/h$  до  $(3/2)e^2/h$  при увеличении концентрации носителей тока.

## 1. Введение

Развитие нанотехнологии позволило получить низкоразмерные полупроводниковые системы, содержащие низкую концентрацию носителей тока с высокой подвижностью, которые проявляют баллистические свойства при  $k_B T \tau / \hbar > 1$ , где  $\hbar/k_B T$  — время электрон-электронного взаимодействия, а  $\tau = m^* \mu / e$  — транспортное время релаксации [1–33]. В отличие от диффузионного режима ( $k_B T \tau / \hbar < 1$ ) в процессах баллистического транспорта значительно усиливается роль спиновых корреляций [2–4]. Одним из наиболее ярких проявлений в процессах локализации и транспорта стало обнаружение перехода металл–диэлектрик в кремниевых МОП транзисторах [1] и гетеропереходах Si–Ge [6] и GaAs–GaAlAs [7,8], а также регистрация „ $0.7(2e^2/h)$ “ особенности, отщепленной от первой ступеньки квантовой лестницы проводимости одномерного канала [26–33], которые, возможно, возникают вследствие спонтанной спиновой поляризации двумерного и одномерного газа носителей тока в нулевом магнитном поле [6,15–24,34–40].

Спиновая природа металлического состояния, обнаруженного в двумерном газе электронов и дырок вопреки предсказаниям однопараметрической скейлинговой теории локализации [5], проявляется прежде всего в его разрушении в магнитном поле, приложенном в плоскости двумерной системы [2,9]. Однако обнаружение спонтанной поляризации двумерного электронного газа вблизи критической плотности электронов  $n_c$ , соответствующей переходу металл–диэлектрик [12,15], на основании измерений полевых зависимостей проводимости не подтверждается данными исследований осцилляций Шубникова–де-Гааза и спиновой восприимчивости, которые показывают, что тенденция к ферроупорядочению сопровождается трансформацией нормального двумер-

ного металла в двумерный изолятор, минуя спонтанно поляризованное состояние с делокализованными волновыми функциями [9,14,16]. Поэтому основным вопросом остается взаимосвязанность перехода металл–диэлектрик со значениями критической плотности носителей тока, выше которой происходит полная спиновая деполяризация спонтанно поляризованного двумерного газа.

В свою очередь следует отметить два экспериментальных факта, свидетельствующих о влиянии спиновой компоненты на поведение „ $0.7(2e^2/h)$ “ особенности, отщепленной от первой ступеньки квантовой лестницы проводимости одномерного канала. Во-первых, обнаружено, что электронный  $g$ -фактор возрастает в несколько раз ( $0.4 \rightarrow 1.3$ ) при уменьшении числа заполненных одномерных подзон [26]. Во-вторых, „ $0.7(2e^2/h)$ “ особенность первой квантовой ступеньки эволюционирует к значению  $0.5(2e^2/h)$  при увеличении внешнего магнитного поля, приложенного вдоль квантовой проволоки [26–30]. Эти результаты стимулировали рассмотрение возможных механизмов спонтанной спиновой поляризации, которая может возникать в полупроводниковых квантовых проволоках, несмотря на теоретические предсказания о невозможности существования ферромагнитного состояния в идеальных одномерных системах в отсутствие магнитного поля [41]. Данные механизмы разрабатывались в приближении среднего поля Кона–Шэма при сверхмалой линейной концентрации носителей тока, когда обменное взаимодействие начинает превосходить их кинетическую энергию в нулевом магнитном поле, что позволяет качественно описать поведение ВАХ проводимости в поляризованном одномерном канале [34–40]. Однако практически открытым остается вопрос о поведении „ $0.7(2e^2/h)$ “ особенности первой квантовой ступеньки в условиях спиновой деполяризации, которая усиливается при увеличении линейной концентрации носителей тока, что в значительной степени затрудняет анализ электронной поляризации в одномерных каналах при конечной температуре.

<sup>†</sup> E-mail: impurity.dipole@mail.ioffe.ru

В настоящей работе критические плотности носителей тока, выше которых квазидвумерный и квазиодномерный газ полностью деполяризуется, что, возможно, взаимосвязано с переходом металл-диэлектрик и исчезновением „ $0.7(2e^2/h)$ “ особенности первой спупенки квантованной проводимости, определяются с помощью приближения Хартри-Фока, в рамках которого рассматриваются условия возникновения спонтанной спиновой поляризации в квазидвумерной и квазиодномерной системах в нулевом магнитном поле.

## 2. Спонтанная спиновая поляризация в низкоразмерных системах в нулевом магнитном поле

Рассмотрим систему фермионов, описываемых уравнением Шредингера  $H\Psi = E\Psi$ , где  $H = H_0 + H_1$ ,  $H_0$  соответствует гамильтониану невзаимодействующих фермионов и зависит от размерности рассматриваемой системы,  $H_1$  учитывает их взаимодействие.

Вид  $H_0$  зависит от размерности рассматриваемой системы. В трехмерном случае ему соответствует оператор кинетической энергии

$$H_0^{3D} = \frac{1}{2m} \sum_{j=1}^N \hat{\mathbf{p}}_j^2 = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{j=1}^N \nabla_j^2. \quad (1)$$

Одночастичными волновыми функциями невозмущенного движения являются плоские волны

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{\Omega_{3D}}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}, \quad (2)$$

где  $\Omega_{3D}$  — трехмерный объем системы.

При рассмотрении двумерных систем, в частности фермионного газа внутри плоской квантовой ямы, к кинетической энергии добавляется потенциальная, соответствующая размерному квантованию движения носителя в направлении  $z$ , перпендикулярном плоскости квантовой ямы:

$$H_0^{2D} = \sum_{j=1}^N \left( \frac{\mathbf{p}_j^2}{2m^*} + U(z_j) \right). \quad (3)$$

Невозмущенными одночастичными волновыми функциями являются произведения волновых функций размерного квантования и плоских волн, параллельных квантовой яме

$$\psi_{k,m}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{\Omega_{2D}}} e^{i\mathbf{k}\boldsymbol{\rho}} \varphi_m(z), \quad (4)$$

где  $m$  — номер подзоны размерного квантования вдоль оси  $z$ ,  $\boldsymbol{\rho} = i\mathbf{x} + j\mathbf{y}$ ,  $\Omega_{2D}$  — двумерный объем, имеющий размерность площади.

В свою очередь в одномерных системах движение квантуется в двух направлениях  $(x, y)$ , и гамильтониан невзаимодействующих частиц имеет вид

$$H_0^{1D} = \sum_{j=1}^N \left( \frac{\mathbf{p}_j^2}{2m} + U(x_j, y_j) \right). \quad (5)$$

Соответствующие невозмущенные волновые функции записываются как

$$\psi_{k,m}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{\Omega_{1D}}} e^{ikz} \varphi_m(\boldsymbol{\rho}), \quad (6)$$

где  $m$  — номер подзоны размерного квантования в плоскости  $\boldsymbol{\rho} = i\mathbf{x} + j\mathbf{y}$ ,  $\Omega_{1D}$  — одномерный объем, имеющий размерность длины.

Оператор взаимодействия одинаков во всех трех случаях и равен

$$H_1 = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|), \quad (7)$$

где

$$V(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|) = \frac{e^2}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|}. \quad (8)$$

В представлении вторичного квантования

$$H_1 = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \langle KL|V|MQ \rangle c_K^\dagger c_L^\dagger c_Q c_M, \quad (9)$$

где индексы  $K, L, M, Q$  нумеруют волновой вектор частицы, номер подзоны размерного квантования для систем пониженной размерности и спин.

Если концентрация невзаимодействующих носителей достаточно мала, так что они заполняют только наименьшую подзону размерного квантования, то полная энергия электронного газа равна кинетической энергии и ее плотность может быть легко вычислена как для двумерного, так и одномерного газа носителей тока:

$$\varepsilon_{kin} = \sum_{k < k_F} \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \quad (10)$$

где  $k_F$  — фермиевское значение волнового числа.

Соответственно

$$\varepsilon_{kin}^{2D} = \sum_{k < k_F} g_s \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2}{16\pi m^*} g_s k_F^4 = \frac{\pi \hbar^2 n_{2D}^2}{m^* g_s}, \quad (11)$$

$$\varepsilon_{kin}^{1D} = \sum_{k < k_F} g_s \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2 g_s}{12\pi m} k_F^3 = \frac{\pi \hbar^2 n_{1D}^3}{12m g_s^2}, \quad (12)$$

где  $k_F$  определяется из условий

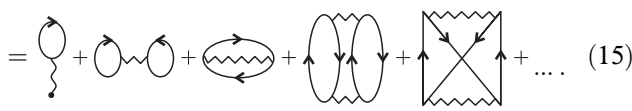
$$\pi k_F^2 = \frac{(2\pi)^2}{g_s} n_{2D}, \quad (13)$$

$$k_F = \frac{\pi}{g_s} n_{1D}, \quad (14)$$

где  $n_{2D}$  и  $n_{1D}$  — плотность носителей тока,  $g_s$  — спиновой фактор, равный числу электронов в элементарной ячейке фазового пространства. Неполаризованному состоянию соответствует значение  $g_s = 2$ , полностью поляризованному —  $g_s = 1$ . Значения  $1 < g_s < 2$  соответствуют частичной спиновой поляризации двумерного или одномерного газа носителей тока.

Рассмотрим возможность возникновения спонтанной спиновой поляризации вследствие обменного взаимодействия в низкоразмерных системах. Поляризованное

состояние двумерного и одномерного газа невзаимодействующих фермионов всегда энергетически менее выгодно, поскольку его кинетическая энергия всегда больше кинетической энергии неполяризованного состояния. Для системы взаимодействующих частиц, однако, появляется добавка к энергии  $E_1$ , которую можно изобразить при помощи бесконечной последовательности диаграмм:

$$\varepsilon_{core} + \varepsilon_{el-el}$$


$$= \text{[Diagrammatic expansion]} \dots \quad (15)$$

Обменные диаграммы 3 и 5, как легко видеть, существенно образом зависят от спиновой поляризации системы. В самом деле, вследствие независимости взаимодействия от спина он должен сохраняться в вершинах диаграммы. Таким образом, процессы, описываемые обменными диаграммами, могут происходить только между частицами с одинаковым спином, вследствие чего вклад таких диаграмм при рассмотрении поляризованных систем более существен, чем неполяризованных. Поскольку диаграмма 2 дает отрицательный вклад, спин-поляризованное состояние может быть более энергетически выгодным по сравнению с неполяризованным.

Ограничимся рассмотрением первых двух диаграмм, что соответствует учету мажоритарных взаимодействий в рамках приближения Хартри-Фока. Имеем

$$E_1 = \frac{1}{2} \sum_{E_K, E_L < E_F} [\langle KL|V|KL \rangle - \langle KL|V|LK \rangle], \quad (16)$$

где первый член соответствует хартриевской, второй — фоковской обменной добавке к энергии; в сумму включено суммирование по спиновым индексам. Первый член расходится в термодинамическом пределе  $N \rightarrow \infty$ ,  $\Omega \rightarrow \infty$ ,  $N/\Omega = n = \text{const}$ . Однако он компенсируется членом взаимодействия с положительным фоном. Таким образом, в первом порядке обменная компонента взаимодействия играет решающую роль. Далее рассмотрим ее поведение в двумерной и одномерной системах.

## 2.1. Обменное взаимодействие в квазидвумерной системе

Матричный элемент обменного взаимодействия для электронного газа в квантовой яме равен

$$\begin{aligned} \langle KL|V|LK \rangle &= \frac{e^2}{\Omega_{2D}^2} \frac{e^{-ik\rho'} e^{-il\rho''} e^{i\rho'} e^{ik\rho''}}{\sqrt{|\rho' - \rho''|^2 + (z' - z'')^2}} \\ &\times |\varphi(z')|^2 |\varphi(z'')|^2 d\rho' d\rho'' dz' dz'' \\ &= \frac{e^2}{\Omega_{2D}} \int \frac{e^{-ik\rho} e^{il\rho}}{\sqrt{\rho^2 + (z' - z'')^2}} |\varphi(z')|^2 |\varphi(z'')|^2 d\rho dz' dz'', \end{aligned} \quad (17)$$

где  $\rho = ix - jy$  описывает положение частицы в плоскости ямы, ось  $z$  перпендикулярна плоскости квантовой

ямы. При интегрировании был произведен переход к новым переменным  $\rho = \rho' - \rho''$ ,  $\mathbf{P} = (\rho' + \rho'')/2$ , причем интеграл по  $\mathbf{P}$  равен площади образца  $\Omega_{2D}$ , что позволяет получить выражение для энергии обменного взаимодействия:

$$\begin{aligned} E_{\text{exc}} &= -\frac{1}{2} \sum_{K, L < k_F} \langle KL|V|LK \rangle = -\frac{g_s e^2 \Omega_{2D}}{2(2\pi)^4} \int e^{-ik\rho} d\mathbf{k} \\ &\times \int e^{i\rho} d\mathbf{l} \int \frac{|\varphi(z')|^2 |\varphi(z'')|^2}{\sqrt{\rho^2 + (z' - z'')^2}} d\rho dz' dz'', \end{aligned} \quad (18)$$

где спиновый фактор  $g_s$  возникает как результат суммирования по спинам, а вычисление интегралов по  $\mathbf{k}, \mathbf{l}$  дает

$$\begin{aligned} E_{\text{exc}} &= -\frac{e^2 k_F^2 \Omega_{2D}}{4\pi} \int |\varphi(z)|^2 |\varphi(z')|^2 dz dz' \\ &\times \int_0^\infty \frac{J_1^2(k_F \rho)}{\rho \sqrt{\rho^2 + (z' - z'')^2}} d\rho, \end{aligned} \quad (19)$$

где  $J_1(k_F \rho)$  — функция Бесселя. Входящий в эту формулу интеграл

$$I = \int_0^\infty \frac{J_1^2(k_F \rho)}{\rho \sqrt{\rho^2 + (z - z')^2}} d\rho = k_F \int_0^\infty \frac{J_1^2(u)}{u \sqrt{u^2 + \alpha^2}} du,$$

где  $\alpha = k_F |z - z'| \approx k_F d$ ,  $d$  — ширина квантовой ямы, целесообразно оценить при условии

$$k_F d \ll 1, \quad (20)$$

которое соответствует слабому заполнению нижних подзон размерного квантования. Далее будет отмечено, что удовлетворение условия (20) является важным фактором для возникновения спонтанной поляризации в двумерной системе. В этом случае  $I \approx k_F \int_0^\infty \frac{J_1^2(u)}{u^2} du \approx A k_F$ , где  $A \approx 0.424$ . Таким образом, для плотности энергии обменного взаимодействия в двумерном газе носителей тока получаем

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{exc}} &= E_{\text{exc}}/\Omega_{2D} = -\frac{g_s A e^2 k_F^3}{4\pi} \int |\varphi(z')|^2 |\varphi(z'')|^2 dz' dz'' \\ &= g_s \frac{A e^2 k_F^3}{4\pi} = -\frac{\beta_{2D}}{g_s^{1/2}} n_{2D}^{3/2}, \end{aligned} \quad (21)$$

где  $\beta_{2D} = 2\sqrt{\pi} A e^2$ . Полученное выражение отрицательно и не зависит от волновых функций невзаимодействующих частиц, т.е. от формы квантовой ямы. Его зависимость от  $n_{2D}$  может быть „угадана“ из соображений размерности. Подчеркнем еще раз, что формула (21) для плотности обменной энергии двумерного электронного газа справедлива только при достаточно низких концентрациях, когда выполняется условие (20).

Оценим значение  $k_F$ , соответствующее началу заполнения второй подзоны размерного квантования ямы. Так

как дно  $j$ -й подзоны в прямоугольной яме определяется как  $E_j = \pi^2 \hbar^2 j^2 / 2m^* d^2$ , для оценки значения волнового числа  $k_0$ , соответствующего началу заполнения второй подзоны, имеем  $E_2 - E_1 \approx 3\pi^2 \hbar^2 / 2m^* d^2 \approx \hbar^2 k_0 / 2m^*$ ;  $k_0 d \approx \sqrt{3} \pi \approx 5.44$ . Следовательно, приближение (20) справедливо не для любой квантовой ямы с единственной заполненной подзоной, вследствие чего представляет интерес оценка интеграла  $I$  в пределе, противоположном (20), т.е. когда  $k_F d \gg 1$ . В этом случае  $I \approx B/|z - z'|$ , где  $B \approx 0.498$ . Соответственно для плотности обменной энергии имеем

$$\varepsilon_{\text{exc}} = -g_s \frac{B e^2 k_F^2}{4\pi} \int \frac{|\varphi(z')|^2 |\varphi(z'')|^2}{|z - z'|} dz' dz'' = -\chi_{2D} n_{2D},$$

$$\chi_{2D} \approx B e^2 \int \frac{|\varphi(z')|^2 |\varphi(z'')|^2}{|z - z'|} dz' dz''. \quad (22)$$

Таким образом, зависимость энергии обменного взаимодействия от плотности носителей тока в двумерной системе существенно различается в области высоких и низких концентраций. Интересно отметить, что в пределе высоких концентраций обменная энергия не зависит от степени поляризации, поскольку обменное взаимодействие для двумерных систем является, по видимому, короткодействующим в  $k$ -пространстве.

## 2.2. Обменное взаимодействие в квазиодномерной системе

Матричный элемент обменного взаимодействия для электронного газа в квантовой проволоке равен

$$\langle KL|V|LK \rangle = \frac{e^2}{\Omega_{1D}^2} \int \frac{e^{-ikz'} e^{-ilz''} e^{ilz'} e^{ikz''}}{\sqrt{|\rho' - \rho''|^2 + (z' - z'')^2}} \times |\varphi(\rho')|^2 |\varphi(\rho'')|^2 d\rho' d\rho'' dz' dz''$$

$$= \frac{e^2}{\Omega_{1D}} \int \frac{e^{-ikz} e^{ilz}}{\sqrt{|\rho' - \rho''|^2 + z^2}} |\varphi(\rho')|^2 |\varphi(\rho'')|^2 d\rho' d\rho'' dz, \quad (23)$$

где координата  $z$  совпадает с осью квантовой проволоки. При интегрировании был произведен переход к новым переменным  $z = z' - z''$ ,  $Z = (z' + z'')/2$ , причем интеграл по  $Z$  равен длине образца  $\Omega_{1D}$ , что позволяет получить выражение для энергии обменного взаимодействия:

$$E_{\text{exc}} = -\frac{1}{2} \sum_{K,L < k_F} \langle KL|V|LK \rangle = -g_s \frac{e^2 \Omega_{2D}}{2(2\pi)^2} \int_{-k_F}^{k_F} e^{ikz} dk$$

$$\times \int_{-k_F}^{k_F} e^{ilz} dl \int \frac{|\varphi(\rho')|^2 |\varphi(\rho'')|^2}{\sqrt{|\rho' - \rho''|^2 + z^2}} d\rho' d\rho'' dz$$

$$= -g_s \frac{e^2 \Omega_{1D}}{2\pi^2} \int \frac{\sin^2(k_F z)}{z^2 \sqrt{|\rho' - \rho''|^2 + z^2}} dz$$

$$\times \int |\varphi(\rho')|^2 |\varphi(\rho'')|^2 d\rho' d\rho''. \quad (24)$$

Последующее преобразование интеграла по  $z$  с заменой переменной  $u = z/|\rho' - \rho''|$ ,  $\alpha = k_F |\rho' - \rho''|$  приводит к выражению для плотности обменной энергии в квазиодномерной системе:

$$\varepsilon_{\text{exc}} = E_{\text{exc}} / \Omega_{1D} = -g_s \frac{e^2}{2\pi^2} \int \frac{|\varphi(\rho')|^2 |\varphi(\rho'')|^2}{|\rho' - \rho''|^2} I(\alpha) d\rho' d\rho'', \quad (25)$$

где

$$I(\alpha) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2(\alpha u)}{u^2 \sqrt{1+u^2}} du.$$

Оценка данного интеграла в пределе низкой линейной концентрации

$$\alpha = k_F |\rho' - \rho''| \ll 1 \quad (26)$$

приводит к выражению

$$I(\alpha) \approx \alpha^2 \left( -\frac{1}{2} \ln \alpha + \frac{3}{4} - \frac{C}{2} \right), \quad (27)$$

где  $C$  — постоянная Эйлера,  $C \approx 0.5772$ , и соответственно к концентрационной зависимости плотности обменной энергии в квазиодномерной системе:

$$\varepsilon_{\text{exc}} \approx -g_s \frac{e^2 k_F^2}{2\pi^2} \int |\varphi(\rho')|^2 |\varphi(\rho'')|^2 \left[ -\frac{1}{2} \ln(k_F |\rho' - \rho''|) + \frac{3}{4} - \frac{C}{2} \right] d\rho' d\rho'' \approx -\frac{\beta_{1D}}{g_s} n_{1D}^2 + \frac{\gamma_{1D}}{g_s} n_{1D}^2 \ln \left( \frac{n_{1D} R}{\pi g_s} \right), \quad (28)$$

где

$$\beta_{1D} = e^2 \left( \frac{3}{8} - \frac{C}{4} \right) \approx 0.28 e^2,$$

$$\gamma_{1D} = \frac{e^2}{4}.$$

Отметим, что, поскольку данное выражение получено в пределе низких линейных концентраций, когда

$$k_F R \ll 1, \quad (29)$$

где  $R$  — ширина квантовой проволоки, логарифм во втором слагаемом отрицателен и соответствующая обменная добавка меньше нуля.

Рассмотрим теперь противоположный предельный случай, когда

$$k_F R \approx \alpha \gg 1. \quad (30)$$

Тогда

$$I(\alpha) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2(\alpha u)}{u^2 \sqrt{1+u^2}} du \approx A \alpha,$$

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2(t)}{t^2} dt \approx 3.1375, \quad (31)$$

и соответствующая линейная плотность обменной энергии

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\text{exc}} &= E_{\text{exc}}/\Omega_{1D} = -\frac{g_s e^2}{2\pi^2} \int \frac{|\varphi(\rho')|^2 |\varphi(\rho'')|^2}{|\rho' - \rho''|^2} I(\alpha) d\rho' d\rho'' \\ &\approx \frac{Ae^2}{2\pi^2} k_F = \chi_{1D} n_{1D}, \\ \chi_{1D} &\approx \frac{e^2}{2\pi} \int \frac{|\varphi(\rho')|^2 |\varphi(\rho'')|^2}{|\rho' - \rho''|^2} d\rho' d\rho''\end{aligned}\quad (32)$$

не зависит от спинового фактора аналогично рассмотренному выше случаю двумерной системы [см. (22)].

### 3. Спонтанная спиновая поляризация в условиях доминирования обменного взаимодействия над кинетической энергией

Для ответа на вопрос — способно ли обменное взаимодействие приводить к спонтанной спиновой поляризации в низкоразмерных системах, необходимо сравнить полные энергии поляризованного и неполяризованного состояний квазидвумерного и квазиодномерного газа носителей тока. В пределе низких концентраций носителей тока плотность энергии квазидвумерного газа равна

$$\varepsilon^{2D} = \varepsilon_{\text{kin}} + \varepsilon_{\text{exc}} \approx \frac{\pi \hbar^2 n_{2D}^2}{m^* g_s} - \frac{\beta_{2D}}{g_s^{1/2}} n_{2D}^{3/2}, \quad (33)$$

где первое слагаемое соответствует кинетической энергии, а второе — энергии обменного взаимодействия. Соответственно энергии поляризованного ( $g_s = 1$ ) и неполяризованного ( $g_s = 2$ ) состояний равны:  $\varepsilon^{2D}|_{g_s=1} \approx \pi \hbar^2 n_{2D}^2/m^* - \beta_{2D} n_{2D}^{3/2}$  и  $\varepsilon^{2D}|_{g_s=2} \approx \pi \hbar^2 n_{2D}^2/2m^* - \beta_{2D} n_{2D}^{3/2}/\sqrt{2}$ .

Легко видеть [см. (33)], что если плотность носителей тока превышает критическое значение  $n_0$ , равное

$$n_0 = \left[ \frac{(2 - \sqrt{2})m^* \beta_{2D}}{\pi \hbar^2} \right]^2, \quad (34)$$

то кинетическая энергия превышает энергию обменного взаимодействия и неполяризованное состояние энергетически более выгодно по сравнению с полностью поляризованным. С другой стороны, если плотность носителей тока не превышает критического значения  $n_0$  и обменная энергия доминирует, то энергетически выгодным является поляризованное состояние. Причем  $n_0$  зависит только от эффективной массы носителей тока и возрастает с ее увеличением. Следует отметить, что эффективная масса уменьшается при увеличении плотности носителей тока в двумерной системе [7,9], что, возможно, обусловлено, как будет показано далее, возрастающим доминированием кинетической энергии над обменным взаимодействием.

В свою очередь, принимая во внимание (12) и (28), плотность энергии в пределе низких концентраций носителей тока в квазиодномерной системе имеет вид:

$$\varepsilon^{1D} = \frac{\pi^2 \hbar^2 n_{1D}^3}{12mg_s^2} - \frac{n_{1D}^2}{g_s} \left[ \beta_{1D} - \gamma_{1D} \ln \left( \frac{n_{1D} R}{\pi g_s} \right) \right]. \quad (35)$$

Таким образом, критическая концентрация  $n_0$ , выше которой происходит полная спиновая деполяризация квазиодномерного газа, определяется из следующего трансцендентного уравнения:

$$\frac{3\pi^2 \hbar^2 n_0}{24m} = \beta_{1D} - \gamma_{1D} \ln \left( \frac{2n_0 R}{\pi} \right), \quad (36)$$

которое всегда имеет единственное решение.

Следует отметить две особенности обсуждаемого механизма спонтанной спиновой поляризации носителей тока в низкоразмерных полупроводниковых системах. Во-первых, приведенное рассмотрение относится к квазидвумерному и квазиодномерному случаям, в рамках которых функции размерного квантования вводятся в явном виде, и оказывается, что в пределе низких значений  $n_{2D}$  и  $n_{1D}$  от них ничего не зависит. Причем возможность возникновения ферромагнитного упорядочения в квазидвумерной системе в пределе низкой плотности двумерных носителей тока практически сводится к результатам рассмотрения спонтанной спиновой поляризации в строго двумерном случае, где стабильность ферромагнитного состояния вследствие обменного взаимодействия доказана с учетом корреляционных поправок [17–19]. Во-вторых, учет корреляционной энергии крайне важен для определения плотности двумерных носителей тока, при которой происходит вигнеровская кристаллизация, составляющая серьезную конкуренцию рассмотренному выше переходу в спонтанно поляризованное состояние с делокализованными волновыми функциями [20–25]. Однако, согласно теоретическим оценкам [22–25], вигнеровский кристалл формируется при значениях плотности ниже  $n_{2D} \approx m^2 e^4 / r_s^2 \hbar^2$ , где параметр  $r_s$  представляет собой отношение потенциальной энергии к кинетической, соответствующее переходу в кристаллическое состояние. В зависимости от выбранной модели величина  $r_s$ , соответствующая вигнеровской кристаллизации, варьируется от 30 до 100 [22–25]. В свою очередь, определенное выше значение критической концентрации, при которой происходит полная деполяризация спонтанно поляризованного двумерного газа носителей тока [см. (34)], соответствует  $n_0 \approx 0.5 m^2 e^4 / \hbar^2$ . Таким образом, спиновая спонтанная поляризация в двумерной системе возникает, когда кинетическая энергия порядка потенциальной, тогда как вигнеровская кристаллизация происходит при их отношении порядка один к ста. Иными словами, переход в кристаллическое состояние начинается при значении плотности  $n_{2D}$  на 2–4 порядка меньшей, чем переход в спонтанно поляризованное состояние с делокализованными волновыми функциями. Более точный

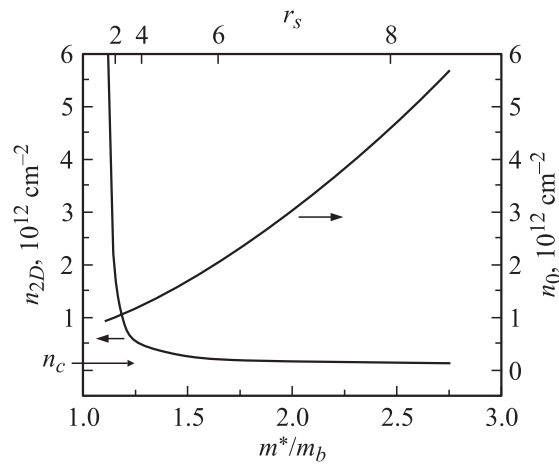
счет [23–25] ограничивает область возникновения спонтанной спиновой поляризации интервалом  $10 < r_s < 30$ , ниже которого она резко уменьшается, по-видимому вследствие жесткости условия (20). Тем не менее указанное ограничение не влияет на возможность использования приближения Хартри–Фока для анализа процессов ферроупорядочения в условиях обменного взаимодействия, даже если учесть корреляционные поправки, а только обозначает концентрационные рамки применения для этой цели плоских волн как функций начального приближения.

Аналогичный вывод может быть сделан, если учесть корреляционную энергию при анализе условий спонтанной спиновой поляризации в квазиодномерных системах [37,42–45]. В этом случае вигнеровская кристаллизация должна возникать при  $r_s \geq 39$  [44], тогда как спонтанной спиновой поляризации соответствует  $r_s = 3.3$  [37]. Принимая во внимание  $r_s \approx (1/n_{2D})^{1/2}$ , следует ожидать, что спонтанное поляризованное состояние с делокализованными волновыми функциями формируется в квантовой проволоке при более высоких значениях  $n_{2D}$ , чем в двумерном газе носителей тока. Данное смягчение условий возникновения спонтанной спиновой поляризации в квантовой проволоке по сравнению с двумерным газом носителей тока обусловлено дополнительным тушением части кинетической энергии при уменьшении размерности системы [37].

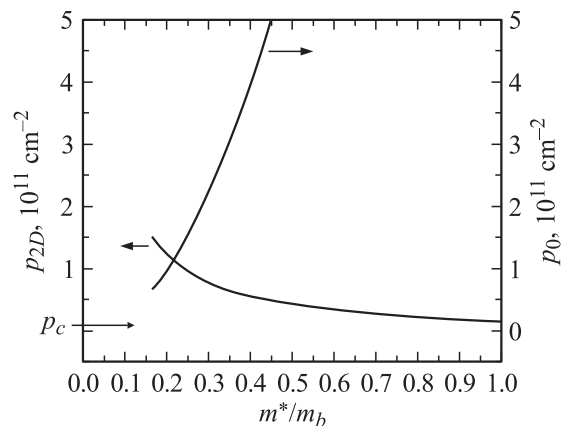
Еще раз подчеркнем, что приведенное рассмотрение соответствует пределу низких плотностей носителей тока в квазидвумерной,  $k_F d \ll 1$ , и квазиодномерной,  $k_F R \ll 1$ , системах, который накладывает серьезные ограничения на ширину квантовой ямы и квантовой проволоки. Если данные условия не выполняются, то квазидвумерную и квазиодномерную системы следует анализировать в пределе высоких плотностей носителей тока,  $k_F d \gg 1$ ,  $k_F R \gg 1$ , в рамках которого неполяризованное состояние всегда энергетически более выгодно, чем поляризованное, вследствие независимости обменной энергии от  $g_s$ .

#### 4. Спиновая деполяризация и переход металл–диэлектрик в двумерной системе

Значения эффективной массы для двумерных электронов и дырок, полученные при исследовании кремниевых МОП транзисторов [9] и гетеропереходов GaAs–AlGaAs [7] вблизи критической плотности  $n_c$  перехода в металлическое состояние, были использованы для построения соответствующих зависимостей  $n_0$  от  $m^*$  (рис. 1 и 2). Видно, что спонтанная спиновая поляризация резко уменьшается при значениях плотности двумерного газа электронов и дырок выше  $n_c$ . Следует отметить, что приведенные на рис. 1 и 2 зависимости показывают, насколько существенными могут быть флуктуации в значениях  $n_c$  для обнаружения тенденции



**Рис. 1.** Зависимость критической плотности электронов  $n_0$ , соответствующей полной спиновой деполяризации двумерного электронного газа в кремниевых МОП структурах, от значения эффективной массы, зависимость которой от концентрации электронов  $n_{2D}$ , представленная на этом же рисунке, определялась в [9].  $m_b = 0.19m_0$ ,  $n_c$  — критическая плотность электронов, при которой наблюдается переход металл–диэлектрик в кремниевых МОП структурах [9].



**Рис. 2.** Зависимость критической плотности дырок  $p_0$ , соответствующей полной спиновой деполяризации двумерного дырочного газа в гетероструктуре GaAs–GaAlAs, от значения эффективной массы, зависимость которой от концентрации электронов  $p_{2D}$ , представленная на этом же рисунке, определялась в [7].  $m_b = 0.38m_0$ ,  $p_c$  — критическая плотность дырок, при которой наблюдается переход металл–диэлектрик в гетероструктуре GaAs–GaAlAs [7].

к ферромагнитному упорядочению двумерного электронного газа в кремниевых МОП транзисторах. Если сравнить значения  $n_0$  при  $n_c = 8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , что соответствует наблюдению спонтанной поляризации [12,15], и при  $n_c = 1.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , когда сколь-либо существенных указаний на ферроупорядочение не было [9,16], то они отличаются на 2 порядка. Эта разница в значениях  $n_0$ , возможно, приводит к резкому снижению степени спиновой поляризации двумерного электронного газа вблизи перехода металл–диэлектрик в двумерной системе с

более высоким значением  $n_c$  [9,16], хотя ее остаточное влияние может отражаться в отклонениях температурных зависимостей спиновой восприимчивости от закона Кюри [14], проявляя тенденции к суперпарамагнетизму. Однако подобное объяснение, основанное на совпадении критических значений плотности носителей, соответствующих переходу металл–диэлектрик,  $n_c$ , и формированию их спонтанной спиновой поляризации,  $n_x$  [12,15], находится в противоречии с данными исследований осцилляций Шубникова–де-Гааза, которые не подтверждают наличие сколь-либо существенной спиновой поляризации носителей тока даже при  $n_{2D} \approx 7.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  [9,16]. Вопрос о том, можно ли данный результат объяснить с позиций уменьшения значений  $n_0$  вследствие разупорядоченности МОП структур, исследуемых в [9,16], в сравнении с МОП структурами, которые изучались в [12,15], пока остается открытым. Поэтому возможная взаимосвязанность критических плотностей  $n_c$ ,  $n_x$  и  $n_0$  требует дальнейшего исследования с целью идентификации относительно вклада спонтанной спиновой поляризации [4,12,13], спин-орбитального взаимодействия [2,9–11], а также слабой антилокализации и локализации [46] в механизме перехода металл–диэлектрик в двумерных системах.

## 5. Спиновая деполяризация и тушение „ $0.7(2e^2/h)$ “ особенности квантовой лестницы проводимости одномерного канала

Критическая линейная концентрация  $n_0$ , соответствующая полной спиновой деполяризации в квантовой проволоке, соединяющей два двумерных резервуара, зависит от ее ширины и эффективной массы (36), значение которой возрастает при уменьшении плотности носителей тока в двумерной системе,  $n_{2D}$  [7,9] (см. рис. 1 и 2). Одной из причин подобного поведения эффективной массы может быть ее энергетическая зависимость, которая, в частности, рассчитывалась для квантовых ям на основе GaAs при доминировании кинетической энергии и энергии размерного квантования [47,48]:

$$m = m_0(1 + 1.447E + 0.245E^2), \quad (37)$$

где  $E$  — сумма кинетической энергии и энергии размерного квантования в квантовой яме, а коэффициенты при  $E$  отражают зонные параметры GaAs.

Как оказалось [47–49], значение эффективной массы электронов возрастает в 1.1–2 раза вследствие увеличения энергии размерного квантования при уменьшении ширины квантовой ямы ниже 10 нм. Причем, даже если учесть в (37) вклад обменного взаимодействия, компенсирующего кинетическую энергию [см. (33)], это не приведет к соответствующему уменьшению эффективной массы при увеличении  $n_{2D}$  в двумерных системах,

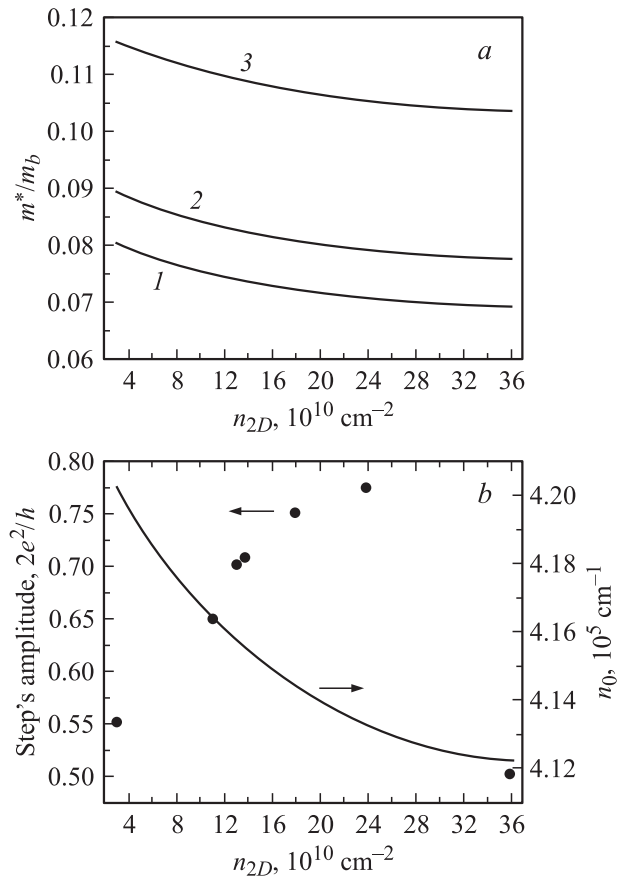
примером которых является анализируемая квантовая яма на основе GaAs. Однако обменное взаимодействие может в значительной степени влиять на значение эффективной массы носителей тока в квантовых проволоках, поскольку спонтанно поляризованное состояние с делокализованными волновыми функциями формируется в квазиодномерных системах при более высоких значениях  $n_{2D}$ , чем в двумерном газе носителей тока [37]. Поэтому в середине квантовой проволоки, соединяющей два двумерных резервуара, происходит интенсивное тушение кинетической энергии в конкуренции с обменным взаимодействием [см. (35)], что может способствовать уменьшению эффективной массы при увеличении  $n_{2D}$ . Соответствующие расчетные зависимости эффективной массы электронов в проволоках GaAs, приведенные на рис. 3, а, отражают усиление роли обменного взаимодействия при уменьшении ширины квантовой ямы и квантовой проволоки, которое в большей степени позволяет удовлетворить критериям (20) и (29). Следует отметить, что усиление обменного взаимодействия при понижении размерности системы, возможно, объясняет значительное увеличение эффективной массы электронов при уменьшении их концентрации в квантовых ямах [9] (рис. 1), поскольку в этом случае, особенно при наличии беспорядка, велика вероятность возникновения двумерных „озер“, связанных между собой квантовыми точечными контактами [50].

Данные рис. 3, а позволили получить значения критической линейной концентрации  $n_0$  (36), при которой происходит полная спиновая деполяризация электронов в квантовой проволоке, соединяющей два двумерных резервуара GaAs (рис. 3, б). Эти зависимости  $n_0$  от плотности носителей тока в двумерных резервуарах,  $n_{2D}$ , могут быть использованы при анализе концентрационной зависимости „ $0.7(2e^2/h)$ “ особенности квантовой лестницы проводимости одномерного канала, полученного внутри квантовой ямы с помощью методики расщепленного затвора [30].

Подобные баллистические одномерные каналы представляют собой квантовые точечные контакты или короткие квантовые проволоки, возникающие в условиях отрицательного напряжения, приложенного к паре расщепленных затворов, которые создаются в двумерных структурах с помощью электронно-лучевой нанолитографии [30–32]. Рост напряжения на затворе  $U_g$  приводит к увеличению электронов внутри квантовой проволоки, соединяющей два двумерных резервуара, тем самым стимулируя заполнение большого числа одномерных подзон. При этом зависимость  $G(U_g)$  представляет собой серию плато одномерной проводимости, разделенных ступеньками высотой  $2e^2/h$ , поскольку кондактанс одномерного канала изменяется скачком каждый раз, когда уровень Ферми совпадает с одной из одномерных подзон:

$$G = G_0 N T, \quad (38)$$

где  $G_0 = 2e^2/h$ ,  $N$  — число заполненных одномерных подзон, которое варьируется путем изменения  $U_g$  и



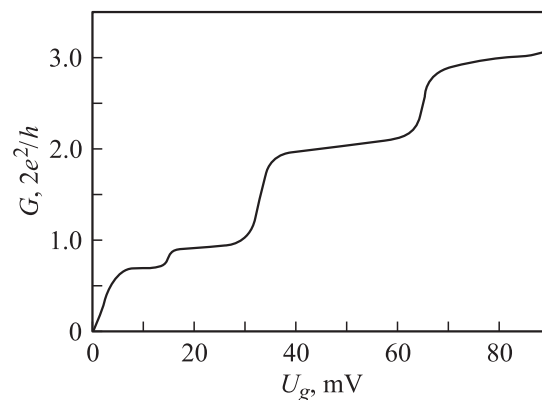
**Рис. 3.** *a* — зависимость эффективной массы в одномерном канале, соединяющем двумерные резервуары внутри квантовой ямы GaAs–GaAlAs, от концентрации находящихся в них электронов. При построении данной зависимости (37) учитывался вклад энергии размерного квантования, кинетической энергии и энергии обменного взаимодействия.  $R = 100 \text{ нм}$ ,  $R$  — ширина квантовой проволоки,  $d$  — ширина квантовой ямы,  $d$ , нм: 1 — 20, 2 — 10, 3 — 5. *b* — зависимость критической линейной концентрации, при которой происходит полная спиновая деполяризация квазиодномерного электронного газа в квантовой проволоке, соединяющей двумерные резервуары внутри квантовой ямы GaAs–GaAlAs, от концентрации находящихся в них электронов;  $R = 100 \text{ нм}$ ,  $d = 20 \text{ нм}$ . Экспериментальные точки соответствуют значениям амплитуды квантовой подступеньки („ $0.7(2e^2/h)$ “ особенности) квантовой лестницы проводимости, которые были зарегистрированы при исследовании одномерных каналов, полученных внутри квантовых ям GaAs–GaAlAs с помощью методики расщепленного затвора [26–29].

соответствует номеру верхней заполненной подзоны,  $T$  — коэффициент прохождения, который равен единице, если длина упругого рассеяния больше длины баллистического канала. Таким образом, наблюдение квантовой лестницы проводимости  $G(U_g)$  идентифицирует адиабатическую прозрачность невырожденных по спину одномерных подзон [31,32]. Причем достигнутый в последние годы уровень развития нанотехнологии позволил использовать методики расщепленного затвора для получения квантовых проволок, имеющих один или

несколько одномерных баллистических каналов внутри гетероструктур GaAs–AlGaAs [26–32] и кремниевых квантовых ям [51–53], которые идентифицируются при регистрации квантовой лестницы электронной [26–32] и дырочной [51–53] проводимости (см. рис. 4).

Особый интерес представляет изучение квантовой лестницы проводимости при слабом заполнении нижних одномерных подзон, когда, как показано выше, начинает доминировать обменное взаимодействие, которое может способствовать спонтанной поляризации квазиодномерных носителей тока [26–29,34–37,40,51–53]. Как следствие спонтанной поляризации одномерного газа носителей тока в нулевом магнитном поле, идентифицируется возникновение „ $0.7(2e^2/h)$ “ особенности, отщепленной от первой ступеньки квантовой лестницы проводимости, которая, как отмечено выше, эволюционирует к значению  $0.5(2e^2/h)$  при увеличении внешнего магнитного поля, приложенного вдоль квантовой проволоки [26].

Представляется, что важным фактором, который может свидетельствовать в пользу использования „ $0.7(2e^2/h)$ “ особенности как критерия наличия спонтанной спиновой поляризации в одномерном канале, является ее концентрационная зависимость, приведенная на рис. 3, *b* на основании данных работ [26–29]. Видно, что при концентрациях  $n_{2D}$ , ниже которых одномерный канал полностью поляризован, „ $0.7(2e^2/h)$ “ особенность практически приближается к значению  $0.5(2e^2/h)$ , что свидетельствует о снятии спинового вырождения для первой ступеньки квантовой лестницы проводимости. Однако, как только концентрация носителей тока в двумерном резервуаре начинает соответствовать критической линейной концентрации в одномерном канале,  $n_0$ , „ $0.7(2e^2/h)$ “ особенность эволюционирует к своему стандартному значению вследствие частичной спиновой деполяризации. Следует отметить, что наблюдаемое насыщение амплитуды подступеньки вблизи значения  $0.75(2e^2/h)$ , по-видимому, связано с ее



**Рис. 4.** ВАХ квантовой лестницы дырочной проводимости одномерного канала, ориентированного вдоль оси [001] внутри самоупорядоченной кремниевой квантовой ямы *p*-типа проводимости в плоскости Si(100). Позиция уровня Ферми соответствует заполнению одномерных подзон тяжелых дырок.  $T = 77 \text{ К}$  (см. также [51,52]).



температурной зависимостью, которая предсказывает подобное поведение при конечной температуре вследствие частичной спиновой деполяризации электронного газа вблизи дна одномерной подзоны [40]. Наиболее интересным результатом является неожиданная трансформация „ $0.7(2e^2/h)$ “ особенности к значению  $0.5(2e^2/h)$  при дальнейшем увеличении  $n_{2D}$  (рис. 3, b). Наблюдаемое усиление спиновой поляризации в квантовой проволоке, возможно, обусловлено магнитоупорядочением электронов, заполняющих нижнюю одномерную подзону, посредством косвенного обмена через электроны, возбужденные при конечной температуре в следующую одномерную подзону. Механизмы косвенного обмена, ответственные за подобную неравновесную спиновую поляризацию в одномерном канале, по-видимому, основаны на процессах спин-коррелированного переноса в узкой зоне [54,55] и спиновой поляризации в условиях формирования спин-поляронов [44]. Следует отметить, что вероятность обнаружения подступеньки  $0.5(2e^2/h)$  при больших значениях  $n_{2D}$  значительно возрастает при увеличении степени беспорядка в квантовых проволоках [56], что также указывает на важную роль косвенного обмена в наблюдаемом в этих условиях снятии спинового вырождения для первой ступеньки квантовой лестницы проводимости.

## 6. Заключение

Анализ условий возникновения спонтанной спиновой поляризации в низкоразмерных системах в нулевом магнитном поле, проведенный в рамках приближения Хартри–Фока, позволил определить критические концентрации, выше которых происходит полная спиновая деполяризация квазидвумерного и квазиодномерного газа носителей тока.

Рассмотрены зависящие от корреляционных поправок концентрационные рамки применения плоских волн как функций начального приближения для анализа процессов ферроупорядочения в низкоразмерных системах в условиях доминирования обменного взаимодействия над кинетической энергией. Показано, что переход двумерного газа в кристаллическое состояние начинается при значениях концентрации носителей тока на 2–4 порядка меньшей, чем переход в спонтанно поляризованное состояние с делокализованными волновыми функциями. Аналогичный вывод может быть сделан, если учесть корреляционную энергию при анализе условий спонтанной спиновой поляризации в квазиодномерных системах. Показано, что спонтанно поляризованное состояние с делокализованными волновыми функциями формируется в квантовой проволоке при более высоких значениях двумерной концентрации, чем в квантовой яме, вследствие интенсивного тушения кинетической энергии в конкуренции с обменным взаимодействием при уменьшении размерности системы.

Подобное тушение кинетической энергии в середине квантовой проволоки, соединяющей два двумерных резервуара, может способствовать уменьшению эффективной массы в квазиодномерном газе носителей тока при увеличении двумерной концентрации. Кроме того, усиление обменного взаимодействия при понижении размерности системы, возможно, объясняет обнаруженное в [9] увеличение эффективной массы электронов при уменьшении их концентрации в квантовых ямах, сопровождаемое возникновением суперпарамагнетизма, поскольку в этом случае, особенно при наличии беспорядка, велика вероятность возникновения двумерных „озер“, связанных между собой квантовыми точечными контактами.

Обнаружена корреляция в значениях критических концентраций, соответствующих спиновой деполяризации и переходу металл–диэлектрик в двумерном газе носителей тока. Возможная взаимосвязанность этих критических концентраций и критической концентрации, соответствующей формированию спонтанно поляризованного состояния двумерного газа, требует, однако, дальнейшего исследования, поскольку спин-орбитальное взаимодействие, которое также может определять механизм перехода металл–диэлектрик, влияет на процессы спиновой деполяризации.

Зависимости критической линейной концентрации, при которой происходит полная спиновая деполяризация в квантовой проволоке, соединяющей два двумерных резервуара, от плотности находящихся в них носителей тока были использованы при анализе концентрационной зависимости „ $0.7(2e^2/h)$ “ особенности квантовой лестницы проводимости одномерного канала, полученного внутри квантовой ямы с помощью методики расщепленного затвора.

Показано, что при значении концентрации в двумерных резервуарах, ниже которого одномерный канал полностью поляризован, „ $0.7(2e^2/h)$ “ особенность практически приближается к значению  $0.5(2e^2/h)$ , что свидетельствует о снятии спинового вырождения для первой ступеньки квантовой лестницы проводимости. Однако при увеличении концентрации носителей тока в двумерном резервуаре достигается значение критической линейной концентрации в одномерном канале, соответствующее полной спиновой поляризации, что приводит к эволюции „ $0.7(2e^2/h)$ “ особенности к своему стандартному значению. Наблюдаемое насыщение амплитуды квантовой подступеньки вблизи значения  $0.75(2e^2/h)$ , по-видимому, связано с температурной зависимостью „ $0.7(2e^2/h)$ “ особенности, которая предсказывает подобное поведение при конечной температуре, поскольку большая ширина используемых в экспериментах квантовых проволок приводит к частичной спиновой деполяризации электронного газа вблизи дна одномерной подзоны даже при сверхнизких температурах.

Авторы выражают благодарность В.Ф. Сапеге и В.В. Шнитову за полезное обсуждение результатов работы и помощь в проведении численных расчетов.

Работа поддержана МНТЦ, грант № 2136.

## Список литературы

- [1] S.V. Kravchenko, G.V. Kravchenko, J.E. Furneaux, V.M. Pudalov, M. D'Iorio. *Phys. Rev. B* **50**, 8039 (1994).
- [2] В.М. Пудалов. *УФН*, **168**, 227 (1998).
- [3] A.M. Finkel'stein. *Sov. Phys. JETP*, **57**, 97 (1983).
- [4] G. Zala, B.N. Narozhny, I.L. Aleiner. *Phys. Rev. B*, **64**, 201 201 (2001).
- [5] E.A. Abrahams, P.W. Anderson, D.C. Licciardello, T.V. Ramakrishnan. *Phys. Rev. Lett.*, **42**, 673 (1979).
- [6] P.T. Coleridge, R.L. Williams, Y. Feng, P. Zawadzki. *Phys. Rev. B*, **56**, R12764 (1997).
- [7] Y.Y. Proskuryakov, A.K. Savchenko, S.S. Safonov, M. Pepper, M.Y. Simmons, D.A. Ritchie. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 076 406 (2002).
- [8] Y. Hanein, D. Shahar, C.C. Li, D.C. Tsui, H. Shtrikman. *Phys. Rev. B*, **58**, R13338 (1998).
- [9] V.M. Pudalov, M.E. Gershenson, H. Kojima, N. Busch, E.M. Dizhur, G. Brunthaler, A. Prinz, G. Bauer. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 196 404 (2002).
- [10] L.E. Golub, S. Pedersen. *Cond-Mat/0205373v1* 17 May 2002.
- [11] E.I. Rashba. *Journal of Superconductivity Incorporating Novel Magnetism*, **15**, 1 (2002).
- [12] A.A. Shashkin, S.V. Kravchenko, V.T. Dolgoplov, T.M. Klapwijk. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 086 801 (2001).
- [13] S.A. Vitkalov, H. Zheng, K.M. Mertes, M.P. Sarachik, T.M. Klapwijk. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 086 401 (2001).
- [14] O. Prus, Y. Yaish, M. Reznikov, U. Sivan, V.M. Pudalov. *Cond-Mat/0209142v1* 5 Sep 2002.
- [15] S.V. Kravchenko, A.A. Shashkin, V.T. Dolgoplov. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 219 701 (2002).
- [16] V.M. Pudalov, M.E. Gershenson, H. Kojima, N. Busch, E.M. Dizhur, G. Brunthaler, A. Prinz, G. Bauer. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 219 702 (2002).
- [17] F. Stern. *Phys. Rev. Lett.*, **30**, 278 (1973).
- [18] A.K. Rajagopal, J.C. Kimball. *Phys. Rev. B*, **15**, 2819 (1977).
- [19] N. Iwamoto. *Phys. Rev. B*, **43**, 2174 (1991).
- [20] R.S. Crandall, R.W. Williams. *Phys. Lett. A*, **34**, 404 (1971).
- [21] P.M. Platzman, H. Fukuyama. *Phys. Rev. B*, **10**, 3150 (1974).
- [22] H. Fukuyama, P.M. Platzman, P.W. Anderson. *Phys. Rev. B*, **19**, 5211 (1979).
- [23] G. Senatore, S. Moroni, D. Varsano. *Sol. St. Commun.*, **119**, 333 (2001).
- [24] B. Bernu, L. Candido, D.M. Ceperley. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 870 (2001).
- [25] C. Attaccalite, S. Moroni, P. Gori-Giorgi, G.B. Bachelet. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 256 601 (2002).
- [26] K.J. Thomas, J.T. Nicholls, M.Y. Simmons, M. Pepper, D.R. Mace, D.A. Ritchie. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 135 (1996).
- [27] K.J. Thomas, J.T. Nicholls, N.J. Appleyard, M.Y. Simmons, M. Pepper, D.R. Mace, W.R. Tribe, D.A. Ritchie. *Phys. Rev. B*, **58**, 4846 (1998).
- [28] K.J. Thomas, J.T. Nicholls, M. Pepper, W.R. Tribe, M.Y. Simmons, D.A. Ritchie. *Phys. Rev. B*, **61**, 13 365 (2000).
- [29] K.S. Pyshkin, C.J.B. Ford, R.H. Harrell, M. Pepper, E.H. Linfield, D.A. Ritchie. *Phys. Rev. B*, **62**, 15 842 (2000).
- [30] T.J. Thornton, M. Pepper, H. Ahmed, D. Andrews, G.J. Davies. *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 1198 (1986).
- [31] D.A. Wharam, T.J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J.E.F. Frost, E.G. Hasko, E.C. Peacock, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones. *J. Phys. C*, **21**, L209 (1988).
- [32] B.J. van Wees, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, J.G. Williamson, L.P. Kouwenhoven, D. van der Marel, C.T. Foxon. *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 848 (1988).
- [33] A. Yakoby, H.L. Stormer, Ned S. Wingreen, L.N. Pfeiffer, K.W. Baldwin, K.W. West. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 4612 (1996).
- [34] Chuan-Kui Wang, K.-F. Berggren. *Phys. Rev. B*, **54**, 14 257 (1996).
- [35] Chuan-Kui Wang, K.-F. Berggren. *Phys. Rev. B*, **57**, 4552 (1998).
- [36] A.M. Bychkov, I.I. Yakymenko, K.-F. Berggren. In: *Proc. of 8th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“* (St.Petersburg, Russia, 2000) p. 391.
- [37] Kenji Hiroshi, Shu-Shen Li, N.S. Wingreen. *Phys. Rev. B*, **63**, № 3, 033 315 (2001).
- [38] A. Gold, L. Calmels. *Phil. Mag. Lett.*, **74**, 33 (1996).
- [39] A. Gold, L. Calmels. In: *Proc. of the 23rd ICPS* (Berlin, Germany, July 21–26, 1996), ed. by M. Scheffler, R. Zimmermann (World Scientific, Singapore, 1996) p. 1229.
- [40] И.А. Шельх, Н.Т. Баграев, В.К. Иванов, Л.Е. Клячкин. *ФТП*, **36**, 70 (2002).
- [41] E. Lieb, D. Mattis. *Phys. Rev.*, **125**, 164 (1962).
- [42] V. V'yurkov, V. Vetrov. In: *Proc. of 8th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“*, (St. Petersburg, Russia, 2000) p. 444.
- [43] V. V'yurkov, V. Vetrov. *Nanotechnology*, **11**, 336 (2000).
- [44] B. Spivak, Fei Zhou. *Phys. Rev. B*, **61**, 16 730 (2000).
- [45] H. Bruus, V. Cheianov, K. Flensberg. *Cond-Mat/0002338v1* 22 Feb 2000.
- [46] И.В. Горный, А.П. Дмитриев, В.Ю. Кочаровский. *Письма ЖЭТФ*, **68**, 314 (1998).
- [47] M. Altarelli, U. Ekenberg, A. Fasolino. *Phys. Rev. B*, **32**, 5138 (1985).
- [48] U. Ekenberg. *Phys. Rev. B*, **40**, 7714 (1989).
- [49] G. Goldoni, T. Ruf, V.F. Sapega, A. Fainstein, M. Cardona. *Phys. Rev. B*, **51**, 14 542 (1995).
- [50] Б.А. Аронзон, Д.А. Бакаушин, А.С. Веденеев, В.В. Рыльков, В.Е. Сизов. *ФТП*, **31**, 1460 (1997).
- [51] Н.Т. Баграев, А.Д. Буравлев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В. Гельхофф, В.К. Иванов, И.А. Шельх. *ФТП*, **36**, 462 (2002).
- [52] N.T. Bagraev, A.D. Bouravleuv, W. Gehlhoff, V.K. Ivanov, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, S.A. Rykov, I.A. Shelykh. *Physica E*, **12**, 762 (2002).
- [53] N.T. Bagraev, A.D. Bouravleuv, W. Gehlhoff, V.K. Ivanov, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, S.A. Rykov, I.A. Shelykh. *Physica E*, **13**, 764 (2002).
- [54] Н.Т. Баграев, А.И. Гусаров, В.А. Машков. *ЖЭТФ*, **92**, 968 (1987).
- [55] Н.Т. Баграев, А.И. Гусаров, В.А. Машков. *ЖЭТФ*, **95**, 1412 (1989).
- [56] D.J. Reilly, G.R. Facer, A.S. Dzurak, B.E. Kane, R.G. Clark, P.J. Stiles, J.L. O'Brien, N.E. Lumpkin, L.N. Pfeiffer, K.W. West. *Cond-Mat/0001174v1* 13 Jan 2000.

Редактор Л.В. Беляков

## Spin depolarisation in spontaneously polarised low-dimensional systems

*I.A. Shelykh, N.T. Bagraev\*, L.E. Klyachkin\**

St. Petersburg State Polytechnical University,  
195251 St. Petersburg, Russia

\* Ioffe Physicotechnical Institute  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The creation of spontaneous spin polarisation in low-dimensional systems is analysed under weak population of quantum subbands that gives rise to the efficient fatigue of the kinetic energy by the exchange energy of carriers. The critical concentrations of carriers that exhibit the spin depolarisation of quasi two-dimensional and one-dimensional gas are defined by the Hartree–Fock approximation. The dependence of the critical concentrations of the carrier’s concentration is studied to reveal the interplay of the spin depolarisation with the metal–insulator transition in two-dimensional gas and the evolution of the „ $0.7(2e^2/h)$ “ feature of the quantum conductance staircase from the  $e^2/h$  to  $(3/2)e^2/h$  value.