

# Спонтанная спиновая поляризация электронов в квантовых проволоках

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

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

<sup>+</sup> Санкт-Петербургский государственный технический университет, 195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 10 апреля 2001 г. Принята к печати 10 апреля 2001 г.)

Квантовая лестница проводимости одномерного канала анализируется при слабом заполнении нижних одномерных подзон, когда обменное электрон-электронное взаимодействие носителей тока доминирует над их кинетической энергией. Основное внимание уделяется рассмотрению поведения "0.7(2e<sup>2</sup>/h)" особенности, отщепленной от первой квантовой ступеньки, которая идентифицируется как результат спонтанной поляризации одномерного электронного газа вследствие обменного взаимодействия в нулевом магнитном поле. В рамках феноменологической теории определяется критическая линейная концентрация электронов, выше которой полностью поляризованный электронный газ начинает деполаризоваться, что приводит к эволюции высоты отщепленной подступеньки от e<sup>2</sup>/h до 2e<sup>2</sup>/h. Кроме того, предсказывается температурная зависимость высоты данной подступеньки в интервале 0.5(2e<sup>2</sup>/h)–0.75(2e<sup>2</sup>/h) из-за частичной деполаризации электронного газа вблизи дна одномерной подзоны. Квантово-механическое рассмотрение, которое проводится аналитически в рамках приближения Хартри–Фока–Слэтера с локализованным обменным потенциалом, показывает, что учет межэлектронных взаимодействий в квантовой проволоке с произвольным числом носителей тока приводит к спонтанной поляризации квазиодномерного электронного газа в нулевом магнитном поле при их малых линейных концентрациях.

## 1. Введение

Развитие нанотехнологии позволило получить квантовые проволоки и квантовые точечные контакты, представляющие собой одномерные каналы, которые связывают двумерные резервуары электронного газа внутри гетеропереходов и одиночных квантовых ям [1–7]. Исследования квазиодномерного транспорта в таких системах показали, что если длина одномерного канала меньше длины свободного пробега, то носители тока проявляют баллистические свойства, вследствие которых проводимость квантуется в единицах 2e<sup>2</sup>/h [2,3,8,9]. Причем обнаружение квантованной проводимости стало возможным благодаря использованию электростатически сжимаемых одномерных каналов. Эти баллистические одномерные каналы возникают в условиях отрицательного напряжения, приложенного к паре расщепленных затворов, которые создаются в двумерных структурах с помощью электронно-лучевой нанолитографии [1–3]. Рост напряжения на затворе, U<sub>g</sub>, приводит к увеличению количества электронов внутри квантовой проволоки, тем самым стимулируя заполнение большего числа одномерных подзон. При этом зависимость G(U<sub>g</sub>) представляет собой серию плато одномерной проводимости, разделенных ступеньками высотой 2e<sup>2</sup>/h, поскольку кондактанс одномерного канала изменяется скачком каждый раз, когда уровень Ферми совпадает с одной из одномерных подзон:

$$G = G_0 \cdot N \cdot T, \quad (1)$$

где G<sub>0</sub> = 2e<sup>2</sup>/h; N — число заполненных одномерных подзон, которое варьируется путем изменения U<sub>g</sub> и со-

ответствует 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<sub>g</sub>), идентифицирует адиабатическую прозрачность невырожденных по спину одномерных подзон [2,3].

Особый интерес представляет изучение квантовой лестницы проводимости при слабом заполнении нижних одномерных подзон, когда начинают доминировать электрон-электронные взаимодействия, которые приводят к возникновению кристаллических [10,11] и жидких [12–14] состояний квазиодномерных электронов, а также — к их спонтанной поляризации [15–24]. Модель томонага–латгинджерской электронной жидкости [12,13] наиболее подходит для оценки влияния локального взаимодействия носителей тока на характеристики квазиодномерного транспорта [14]. В этом случае величина первой ступеньки квантовой лестницы проводимости, G<sub>0</sub> = K(2e<sup>2</sup>/h), может как увеличиваться, так и уменьшаться в случае доминирования соответственно притягивающей (K > 1) и отталкивающей (K < 1) компонент электрон-электронного взаимодействия (K = 1 для невзаимодействующего электронного газа). В частности, модифицированная модель томонага–латгинджерской жидкости позволила объяснить рост [4] и подавление [14] первой квантовой ступеньки в длинных (> 2 мкм) квантовых проволоках, а также осцилляции плато одномерной проводимости вследствие рассеяния носителей на примесных центрах, локализованных вблизи их границ [12,14].

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

Однако данная модель и другие модели одномерных каналов, базирующихся на учете контактных явлений на их границах [25–27], а также — спин-орбитального взаимодействия [28], определяют изменение характеристик первой квантовой ступеньки только как результат упругого обратного рассеяния носителей тока и нарушения когерентности одномерного транспорта. Вместе с тем, находясь в рамках этих моделей, невозможно интерпретировать поведение “ $0.7(2e^2/h)$ ” особенности, отщепленной от первой квантовой ступеньки, которая идентифицируется как следствие спонтанной поляризации одномерного электронного газа в нулевом магнитном поле [6,15–24]. Следует отметить два важных экспериментальных факта, свидетельствующих о наличии спонтанной поляризации в одномерных каналах, несмотря на теоретические предсказания о невозможности возникновения ферромагнитного состояния в идеальных одномерных системах в отсутствие магнитного поля [29]. Во-первых, обнаружено, что электронный  $g$ -фактор возрастает в несколько раз ( $0.4 \rightarrow 1.3$ ) при уменьшении числа заполненных одномерных подзон [15]. 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 [15,18]. Эти результаты стимулировали рассмотрение возможных механизмов спонтанной электронной поляризации, усиливающейся вследствие беспорядка в одномерном канале [17,30]. Данные механизмы разрабатывались в концепции спин-полярона в условиях вигнеровской кристаллизации [11], а также в рамках модели одномерного транспорта при сверхмалой линейной концентрации носителей тока, когда обменное взаимодействие начинает превосходить их кинетическую энергию в нулевом магнитном поле [19–24]. В последнем случае проведенные численные расчеты в приближении среднего поля Кона–Шэма [19–21] качественно описывают поведение вольт-амперной характеристики (ВАХ) проводимости в поляризованном одномерном канале. Однако аналитического доказательства существования спонтанной электронной поляризации в одномерном канале до настоящего времени представлено не было. Кроме того, открытым остается вопрос получения аналитического выражения, отражающего эволюцию “ $0.7(2e^2/h)$ ” особенности в зависимости от линейной концентрации носителей тока, что в значительной степени затрудняет анализ спонтанной электронной поляризации в одномерных каналах при конечной температуре.

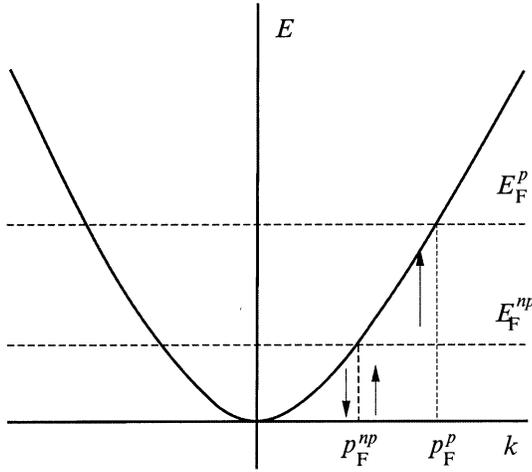
В настоящей работе для решения данной проблемы использовано приближение Хартри–Фока–Слэтера с локализованным обменным потенциалом, которое показывает, что учет межэлектронных взаимодействий приводит к спонтанной поляризации квазиодномерного электронного газа при малых линейных концентрациях носителей тока. Сначала возникновение спонтанной электронной поляризации в одномерном канале рассматривается в рамках феноменологической теории, которая позволяет определить область доминирования обменного взаимо-

действия над кинетической энергией в зависимости от линейной концентрации носителей тока. К основным результатам использования феноменологической теории следует отнести определение критического значения линейной концентрации носителей тока, ниже которого одномерный канал полностью поляризован, что отражается в снятии спинового вырождения для первой квантовой ступеньки проводимости:  $G = e^2/h$ . Однако, как только концентрация носителей тока в одномерном канале превышает критическую, спонтанная электронная поляризация становится неполной, что приводит к увеличению первой квантовой ступеньки вплоть до стандартного значения  $2e^2/h$ . Кроме того, феноменологическая теория предсказывает температурную зависимость высоты отщепленной подступеньки в интервале  $0.5(2e^2/h) - 0.75(2e^2/h)$ . Далее, в работе представлено квантово-механическое рассмотрение спонтанной электронной поляризации за счет обменного взаимодействия в квантовой проволоке с произвольным числом носителей тока, которое проводится аналитически в рамках приближения Хартри–Фока–Слэтера с локализованным обменным потенциалом. Сравнение плотностей энергии для поляризованного и неполяризованного электронного газа в одномерном канале позволяет сделать вывод, что в области малых линейных концентраций электронов в нулевом магнитном поле энергетически выгодно его поляризованное состояние, а в области больших — неполяризованное состояние.

## 2. Спонтанная поляризация носителей тока за счет обменного взаимодействия в квантовых проволоках. Феноменологическая теория

Поляризация носителей тока в квантовых проволоках возникает в значительной степени аналогично процессам, которые имеют место в многоэлектронных атомах, где за счет обменного взаимодействия каждая подоболочка заполняется таким образом, что суммарный спин максимален. Квантово-механическая теория образования поляризованного состояния в квантовой проволоке будет представлена далее. Сначала возможности возникновения спонтанной поляризации в одномерных каналах будут исследованы в рамках феноменологической теории.

Рассмотрим проволоку длины  $L$ , содержащую  $N$  электронов,  $N_p$  из которых поляризованы, вследствие чего в проволоке содержится  $N_\uparrow = (N - N_p)/2$  электронов с одним направлением спина и  $N_\downarrow = (N + N_p)/2$  электронов с противоположным направлением спина. Предположим, что неполяризованная компонента занимает уровни энергии в промежутке  $[0; E_F^{np}]$ , а поляризованная — в промежутке  $[E_F^{np}; E_F^p]$  (рис. 1).



**Рис. 1.** Модель заполнения энергетических состояний частично поляризованным электронным газом. Состояния вблизи дна одномерной подзоны неполяризованы. Поляризация возникает вблизи уровня Ферми.

Энергия частично поляризованной электронной жидкости равна

$$E = E_{\text{kin}}(N, N_p) + E_{\text{Coul}}(N) + E_{\text{ex}}(N_p). \quad (2)$$

Первый член  $E_{\text{kin}} > 0$  отвечает кинетической энергии, которая зависит как от общего числа электронов, так и от концентрации поляризованной компоненты. При увеличении степени поляризации  $E_{\text{kin}}$  будет, естественно, возрастать вследствие увеличения числа уровней, на которых расположено по одному электрону.

Второй член  $E_{\text{Coul}} > 0$  описывает вклад кулоновского взаимодействия, которое зависит только от общего числа электронов.

Третий член  $E_{\text{ex}} < 0$  характеризует энергию обменного взаимодействия. Предположим, что эта энергия зависит только от концентрации поляризованной компоненты, что представляется весьма естественным, поскольку обменное взаимодействие осуществляется только между электронами с одинаково направленным спином.

Концентрация поляризованной компоненты определяется из условия минимума энергии как функции от  $N_p$  на участке  $N_p \in [0; N]$ . Так как энергия кулоновского взаимодействия не зависит от спинового состояния, в дальнейшем достаточно учитывать только первый и третий члены в выражении (2)

$$W = E_{\text{kin}}(N, N_p) + E_{\text{ex}}(N_p). \quad (3)$$

В свою очередь кинетическая энергия частично поляризованной электронной жидкости складывается из кинетической энергии поляризованной и неполяризованной компонент

$$E_{\text{kin}} = E_{\text{kin}}^{np}(N, N_p) + E_{\text{kin}}^p(N, N_p). \quad (4)$$

Энергия неполяризованной компоненты равна

$$\begin{aligned} E_{\text{kin}}^{np} &= \frac{g_s}{2m} \sum_{|p| < p_F^{np}} p^2 = \frac{g_s}{2m} \frac{L}{2\pi\hbar} \int_{-p_F^{np}}^{p_F^{np}} p^2 dp \\ &= \frac{g_s L}{2\pi\hbar m} \frac{(p_F^{np})^3}{3}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $g_s = 2$  — спиновый фактор,  $p_F^{np}$  определяется из условия

$$\begin{aligned} 2g_s p_F^{np} L &= 2\pi\hbar(N - N_p), \\ p_F^{np} &= \frac{\pi\hbar}{g_s}(n - n_p), \end{aligned} \quad (6)$$

где  $n = N/L$  — линейная концентрация носителей тока. Таким образом,

$$E_{\text{kin}}^{np} = \frac{\pi^2\hbar^2}{6g_s^2 m} (n - n_p)^3 L = \frac{\pi^2\hbar^2}{24m} (n - n_p)^3 L. \quad (7)$$

Аналогично определяется энергия поляризованной компоненты

$$\begin{aligned} E_{\text{kin}}^p &= \frac{1}{2m} \sum_{p_F^{np} < |p| < p_F^p} p^2 = \frac{L}{2\pi\hbar m} \int_{p_F^{np}}^{p_F^p} p^2 dp \\ &= \frac{g_s L}{2\pi\hbar m} \frac{(p_F^p)^3 - (p_F^{np})^3}{3}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь  $p_F^p$  определяется их условия

$$\begin{aligned} 2(p_F^p - p_F^{np})L &= 2\pi\hbar N_p, \\ p_F^p &= p_F^{np} + \pi\hbar n_p = \pi\hbar(n + n_p)/2. \end{aligned} \quad (9)$$

Таким образом,

$$E_{\text{kin}}^p = \frac{\pi^2\hbar^2}{48m} [(n + n_p)^3 - (n - n_p)^3] L, \quad (10)$$

что соответственно определяет плотность кинетической энергии на единицу длины квантовой проволоки

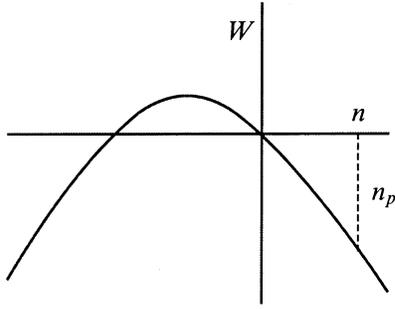
$$\varepsilon_{\text{kin}} = E_{\text{kin}}/L = \frac{\pi^2\hbar^2}{48m} [2n^3 + 6nn_p^2]. \quad (11)$$

Плотность энергии обменного взаимодействия можно представить в виде

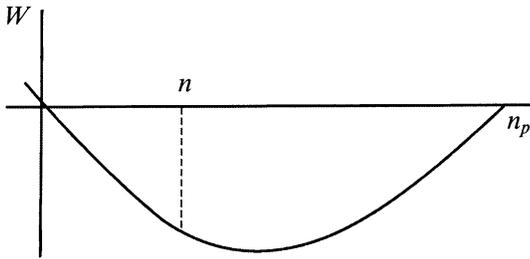
$$\varepsilon_{\text{ex}} \approx -a_1 n_p - b_1 n_p^2, \quad (12)$$

что соответствует удержанию в разложении Тейлора двух первых членов. Таким образом, для нахождения концентрации поляризованной компоненты электронного газа в одномерном канале надо найти минимум его полной энергии в зависимости от  $n_p$  на участке  $n_p \in [0; n]$ :

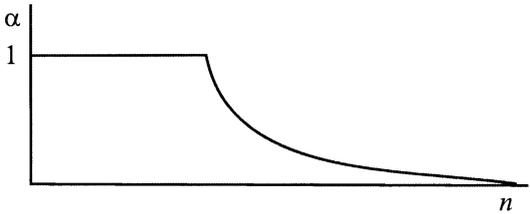
$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{kin}} + \varepsilon_{\text{ex}} = \frac{\pi^2\hbar^2}{48m} [2n^3 + W(n_p)], \quad (13)$$



**Рис. 2.** Зависимость функции  $W$  от концентрации поляризованной компоненты  $n_p$  при низкой полной линейной концентрации носителей тока ( $n < b$ ).



**Рис. 3.** Зависимость функции  $W$  от концентрации поляризованной компоненты  $n_p$  при высокой полной линейной концентрации носителей тока ( $n > b$ ).



**Рис. 4.** Зависимость степени поляризации  $\alpha$  от полной линейной концентрации носителей тока в квантовой проволоке  $n$ .

где

$$W(n_p) = (6n - b)n_p^2 - an_p, \\ a = 48ma_1/\pi^2\hbar^2, \quad b = 48mb_1/\pi^2\hbar^2. \quad (14)$$

Необходимо рассмотреть три случая.

1)  $6n < b$ . График  $W(n_p)$  представлен на рис. 2. На участке  $[0; n]$  функция  $W$  монотонно убывает, и минимум достигается при  $n = n_p$ . Таким образом, система является полностью поляризованной.

2)  $n > b$ ,  $\frac{a}{12(n-b)} > n$ . Соответствующий график  $W(n_p)$  показан на рис. 3. В этом случае минимум также достигается при  $n = n_p$ . Таким образом, если линейная концентрация электронов не превышает значения

$$n < n_{\text{crit}} = \frac{1}{2} \left( b + \sqrt{b^2 + (a/3)} \right), \quad (15)$$

то система остается полностью поляризованной.

3)  $n > n_{\text{crit}}$ . В этом случае функция  $W(n_p)$  имеет на участке  $[0; n]$  минимум в точке

$$n_p = \frac{a}{12(n-b)}, \quad (16)$$

которая определяет концентрацию поляризованной компоненты электронного газа в одномерном канале. Видно, что ее доля уменьшается с ростом полной концентрации носителей тока. Соответствующая зависимость степени поляризации  $\alpha = n_p(n)/n$  показана на рис. 4.

Предположим, что зависимость степени заполнения состояния от импульса дается выражением

$$Q(p, T) = g_s(T, \varepsilon(p) - \mu^{np})f(T, \varepsilon(p) - \mu^p), \quad (17)$$

где  $1 < g_s < 2$  — спиновый фактор, соответствующий среднему числу электронов в ячейке  $k$ -пространства, который зависит от температуры и "химического потенциала" неполяризованной компоненты  $\mu^{np}$ ;  $f(p, T, \mu^p)$  — фермиевское распределение. Тогда проводимость квантовой проволоки с частично поляризованным электронным газом равна

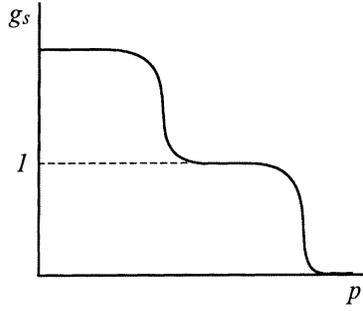
$$G = \frac{e}{\hbar n V} \times \int_0^\infty p \left\{ \begin{array}{l} g_s(T, \varepsilon(p) - \mu^{np})f(T, \varepsilon(p) - \mu^p) \\ - g_s(T, \varepsilon(p) - \mu^{np} + eV) \\ \times f(T, \varepsilon(p) - \mu^p + eV) \end{array} \right\} dp, \quad (18)$$

где  $V$  — продольное (тянущее) напряжение (напряжение исток-сток  $V_{ds}$ , приложенное вдоль одномерного канала, электростатически сжимаемого в условиях методики расщепленного затвора [1–3]). В пределе малых  $V$  имеем

$$G = \frac{e^2}{\hbar m} \int_0^\infty p \left\{ g_s(T, \varepsilon(p) - \mu^{np}) \frac{\partial f(T, \varepsilon(p) - \mu^p)}{\partial \mu^p} \right. \\ \left. + f(T, \varepsilon(p) - \mu^p) \frac{\partial g_s(T, \varepsilon(p) - \mu^{np})}{\partial \mu^{np}} \right\} dp \\ = - \frac{e^2}{h} \int_0^\infty \left\{ g_s(T, \varepsilon - \mu^{np}) \frac{\partial f(T, \varepsilon - \mu^p)}{\partial \varepsilon} \right. \\ \left. + f(T, \varepsilon - \mu^p) \frac{\partial g_s(T, \varepsilon - \mu^{np})}{\partial \varepsilon} \right\} d\varepsilon. \quad (19)$$

При нулевой температуре  $\mu^{np} \equiv E_F^{np}$ ,  $\mu^p \equiv E_F^p$

$$f(T, \varepsilon(p) - \mu^{np}) = \theta(\mu^p - \varepsilon), \\ g_s(T, \varepsilon(p) - \mu^{np}) = 1 + \theta(\mu^{np} - \varepsilon), \\ \frac{\partial f(T, \varepsilon - \mu^p)}{\partial \varepsilon} = \delta(\varepsilon - \mu^p), \\ \frac{\partial g_s(T, \varepsilon - \mu^{np})}{\partial \varepsilon} = \delta(\varepsilon - \mu^{np}), \quad (20)$$



**Рис. 5.** Зависимость среднего числа электронов в ячейке  $k$ -пространства от импульса.

и проводимость равна

$$G|_{T=0} = \begin{cases} \frac{e^2}{h} = \frac{1}{2}G_0, & n_p = n, \\ 2\frac{e^2}{h} = G_0, & n_p < n. \end{cases} \quad (21)$$

Таким образом, при малых линейных концентрациях носителей тока  $n < n_{\text{crit}}$  система остается полностью поляризованной, вследствие чего высота квантовой ступеньки проводимости равна половине стандартной. Как только концентрация носителей тока превышает критическую, спонтанная поляризация становится неполной, что отражается в скачке проводимости до стандартного уровня ( $G_0 = 2e^2/h$ ).

При конечной температуре ( $T \neq 0$ ) резонно предположить, что с ростом энергии величина  $g_s$  спадает от двух до единицы не скачком, а плавно (рис. 5):

$$g_s = 1 + f(T, \varepsilon - \mu^{np}). \quad (22)$$

Если температура достаточно мала, то можно предположить что

$$\mu^{np} \approx -\xi + E_F^{np}(n), \quad (23)$$

где малая отрицательная добавка  $-\xi$  к фермиевской энергии неполяризованной части слабо зависит от концентрации носителей тока. Она отражает отсутствие скачка производной  $\frac{\partial g_s}{\partial \varepsilon}$  при  $\varepsilon = 0$  и  $T = 0$  для полностью поляризованного газа.

Рассмотрим случай, когда система при нулевой температуре полностью поляризована. При этом  $F_F^{np} \equiv 0$ , и  $\mu^{np} = -\xi$  является постоянной отрицательной величиной. Включение температуры будет в этом случае приводить к тому, что состояния с малыми энергиями будут частично деполяризовываться с вероятностью  $(1 + \exp(\frac{\varepsilon + \xi}{kT}))^{-1}$ . В этих условиях можно положить  $g_s(T, \varepsilon - \mu^{np}) = 1 + f(T, \varepsilon - \mu^p) = 1$  в выражении (19). Поэтому, принимая во внимание поведение спинового фактора при конечных температурах (22), имеем для

проводимости одномерного канала

$$G = -\frac{e^2}{h} \int_0^\infty \left\{ \frac{\partial f(T, \varepsilon - \mu^p)}{\partial \varepsilon} + \frac{\partial f(T, \varepsilon + \xi)}{\partial \varepsilon} \right\} d\varepsilon \\ = \frac{e^2}{h} \left\{ \frac{1}{e^{-\mu^p/kT} + 1} + \frac{1}{e^{\xi/kT} + 1} \right\}. \quad (24)$$

При не слишком больших температурах, когда  $\mu^p/kT \gg 1$ , но необязательно, чтобы  $\xi/kT \gg 1$ , в первом члене выражения (24) можно пренебречь экспонентой в знаменателе и окончательно написать

$$G = \frac{e^2}{h} \left\{ 1 + \frac{1}{e^{\xi/kT} + 1} \right\}. \quad (25)$$

Данная формула описывает проводимость полностью поляризованного при ненулевой температуре электронного газа внутри квантовой проволоки. При переходе к пределу  $T \rightarrow 0$  имеем  $G = e^2/h$ , что согласуется с полученным выше результатом. Повышение температуры ведет при условии  $\xi/kT \ll 1$  к возрастанию проводимости вплоть до отметки  $g = 3/2(e^2/h)$ .

Таким образом, представленная феноменологическая теория предсказывает температурную зависимость высоты подступеньки в интервале от 0.5 до 0.75 $G_0$ . Полученная температурная зависимость для проводимости частично поляризованного газа позволяет объяснить стабильную регистрацию унифицированной "0.7( $2e^2/h$ )" особенности первой квантовой ступеньки при исследовании квантовых проволок с различными характеристиками [6,15–24]. По-видимому, эти эксперименты проводились при температурах, которые не были достаточно низкими, чтобы, принимая во внимание ширину изучаемых квантовых проволок, обеспечить подавление деполяризации электронов вблизи дна первой одномерной подзоны. Причем трансформация "0.7( $2e^2/h$ )" особенности в подступеньку 0.5( $2e^2/h$ ) происходит только при соответствующем возрастании больцмановского фактора, что достигается либо при понижении температуры [31], увеличении магнитного поля [15], либо при использовании узких [6] или слегка разупорядоченных [17,30] квантовых проволок.

Для проводимости частично поляризованного газа можно написать

$$G = \frac{e^2}{h} \left\{ 1 + \frac{1}{e^{(\xi - E_F^{np}(n))/kT} + 1} \right\}. \quad (26)$$

Отсюда следует, что когда концентрация носителей тока возрастает до уровня, удовлетворяющего соотношению  $E_F^{np}(n)/kT \gg 1$ , происходит увеличение проводимости до ее стандартного значения ( $2e^2/h$ ). Именно данный эффект реализуется в экспериментах по исследованию квантовой лестницы проводимости при увеличении степени заполнения одномерных подзон, которое сопровождается тушением "0.7( $2e^2/h$ )" особенности [6,15,17,18].

### 3. Спонтанная поляризация носителей тока за счет обменного взаимодействия в квантовых проволоках. Квантово-механическое рассмотрение

Покажем теперь с помощью методов квантовой механики, что обменное взаимодействие действительно может приводить к образованию поляризованного состояния электронного газа в квантовой проволоке. Рассмотрим два примера.

#### 3.1. Синглетное и триплетное состояния двухэлектронной системы в квантовой проволоке

Используем проволоку длиной  $L$  с находящейся в ней парой частиц. Будем считать, что частицы находятся в одной подзоне размерного квантования. В отсутствие взаимодействия частицы 1 и 2 будут обладать волновыми функциями

$$\begin{aligned}\psi_1 &= \frac{1}{\sqrt{L}} e^{ik_1 z} \varphi(x, y) \chi_1, \\ \psi_2 &= \frac{1}{\sqrt{L}} e^{ik_2 z} \varphi(x, y) \chi_2,\end{aligned}\quad (27)$$

где  $k_1 = \frac{\pi n_1}{L}$ ,  $k_2 = \frac{\pi n_2}{L}$ ,  $\varphi(x, y)$  — волновая функция в плоскости  $x, y$ , перпендикулярной оси проволоки  $z$ ,  $\chi$  — спиновая часть волновой функции.

Энергия пары невзаимодействующих частиц равна

$$E = 2E_0 + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mL^2} (n_1^2 + n_2^2). \quad (28)$$

Полная волновая функция системы должна быть антисимметричной. В пренебрежении спин-орбитальным взаимодействием волновая функция пары частиц разбивается на произведение координатной и спиновой частей

$$\Psi = \Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) X(s_1, s_2). \quad (29)$$

Если суммарный спин равен 1, то спиновая часть  $X$  симметрична по перестановкам аргументов. Следовательно, координатная часть в этом случае должна быть антисимметричной. Если суммарный спин равен нулю, координатная часть должна быть, напротив, симметричной. В нулевом приближении можно написать

$$\begin{aligned}\Phi_{\uparrow\uparrow} &= \frac{\varphi(x_1, y_1)\varphi(x_2, y_2)}{L\sqrt{2}} \left[ e^{i(k_1 z_1 + k_2 z_2)} - e^{i(k_1 z_2 + k_2 z_1)} \right], \\ \Phi_{\uparrow\downarrow} &= \frac{\varphi(x_1, y_1)\varphi(x_2, y_2)}{L\sqrt{2}} \left[ e^{i(k_1 z_1 + k_2 z_2)} + e^{i(k_1 z_2 + k_2 z_1)} \right].\end{aligned}\quad (30)$$

Допустим, что в синглетном состоянии электроны находятся на уровне с наименьшей кинетической энергией ( $k = 0$ ). Для триплетного состояния положим, что

импульс одного из электронов равен нулю, а у другого произволен. Тогда

$$\begin{aligned}\Phi_{\uparrow\uparrow} &= \frac{\varphi(x_1, y_1)\varphi(x_2, y_2)}{L\sqrt{2}} [e^{ikz_1} - e^{ikz_2}], \\ \Phi_{\uparrow\downarrow} &= \frac{1}{L} \varphi(x_1, y_1)\varphi(x_2, y_2).\end{aligned}\quad (31)$$

Предположим теперь, что электроны отталкиваются, и потенциал отталкивания равен  $V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ . В 1-м порядке теории возмущений имеем

$$\begin{aligned}E_{\uparrow\uparrow} &= 2E_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \langle \Phi_{\uparrow\uparrow} | V | \Phi_{\uparrow\uparrow} \rangle \\ &= 2E_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \frac{1}{L} \int \varphi^*(x_1, y_1) \varphi^*(x_2, y_2) V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \\ &\quad \times \varphi(x_1, y_1) \varphi(x_2, y_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 - \frac{1}{L} \int \varphi^*(x_1, y_1) \varphi^*(x_2, y_2) \\ &\quad \times V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) e^{ik(z_1 - z_2)} \varphi(x_1, y_1) \varphi(x_2, y_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2,\end{aligned}\quad (32)$$

$$\begin{aligned}E_{\uparrow\downarrow} &= 2E_0 + \langle \Phi_{\uparrow\downarrow} | V | \Phi_{\uparrow\downarrow} \rangle = 2E_0 + \frac{1}{L} \int \varphi^*(x_1, y_1) \varphi^*(x_2, y_2) \\ &\quad \times V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \varphi(x_1, y_1) \varphi(x_2, y_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2.\end{aligned}$$

Введем короткодействующий потенциал отталкивания

$$V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \alpha \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2). \quad (33)$$

Тогда получаем

$$\begin{aligned}E_{\uparrow\uparrow} &= E_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \\ E_{\uparrow\downarrow} &= 2E_0 + \langle \Phi_{\uparrow\downarrow} | V | \Phi_{\uparrow\downarrow} \rangle \\ &= 2E_0 + \alpha \int |\varphi(x, y)|^4 dx dy.\end{aligned}\quad (34)$$

Поправка 1-го порядка равна нулю для триплетного состояния и является положительной величиной для синглетного. Из формулы видно, что если волновое число  $k$  достаточно мало, а "мощность" отталкивающего потенциала  $\alpha$  достаточно велика, так что

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m} < \alpha \int |\varphi(x, y)|^4 dx dy, \quad (35)$$

то триплетное состояние при учете возмущения становится более выгодным, чем синглетное.

Конечно, реальный потенциал межэлектронного отталкивания является кулоновским, а не дельтаобразным. Однако можно предположить, что учет этого факта качественно не изменит ситуации. Можно ожидать, что в узких проволоках, в которых электроны расположены более плотно, матричный элемент кулоновского взаимодействия будет больше, чем в широких проволоках, что приведет к увеличению вероятности образования триплетного состояния, т.е. состояния с максимальным спином.

### 3.2. Учет обменного взаимодействия в электронном газе внутри квантовой проволоки

Реально в квантовых проволоках число электронов всегда превышает два. Поэтому представляется интересным рассмотреть эффекты, к которым приводит наличие обменного взаимодействия в случае произвольного числа электронов  $N$  в квантовой проволоке.

Рассмотрим сначала случай полностью поляризованной системы. Тогда координатная часть полной волновой функции является антисимметричной по любой паре индексов, и в рамках приближения Хартри–Фока–Слэтера для одночастичных волновых функций имеем

$$\begin{aligned} & \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(\mathbf{q}) + U_b \right] \psi_j(\mathbf{r}) \\ & + e^2 \sum_{l=1}^N \int \frac{\psi_l(\mathbf{r}') \psi_l(\mathbf{r}') \psi_j(\mathbf{r}) - \psi_l(\mathbf{r}') \psi_j(\mathbf{r}') \psi_l(\mathbf{r})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}' \\ & = \varepsilon_j \psi_j(\mathbf{r}), \end{aligned} \quad (36)$$

где  $U(\mathbf{q})$  — удерживающий потенциал в перпендикулярной оси проволоки плоскости,  $U_b$  — потенциал взаимодействия с положительным фоном. Вдоль оси квантовой проволоки  $z$  движение свободно. Таким образом,

$$\psi_j(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{L}} e^{ik_j z} \varphi(\mathbf{q}), \quad \mathbf{q} = (x, y). \quad (37)$$

Имеем

$$\begin{aligned} & \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(\mathbf{q}) + U_b \right] \varphi_j(\mathbf{q}) \\ & + \frac{e^2}{L} \sum_{l=1}^N \int \frac{\varphi_l(\mathbf{q}') \varphi_l(\mathbf{q}') \varphi_j(\mathbf{q}) - \varphi_l(\mathbf{q}') \varphi_j(\mathbf{q}') \varphi_l(\mathbf{q}) e^{ik_j(z'-z) + ik_l(z-z')}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}' \\ & = \left( \varepsilon_j - \frac{\hbar^2 k_j^2}{2m} \right) \varphi_j(\mathbf{q}). \end{aligned} \quad (38)$$

Член, отвечающий взаимодействию, зависит от координаты вдоль оси проволоки  $z$ , что приводит к негармонической зависимости одночастичных волновых функций от этой координаты. Однако, как легко видеть, для бесконечно длинной проволоки эта зависимость исчезает, поскольку сдвиг на  $z$  по оси  $z'$  в этом случае не играет роли. Тогда в термодинамическом пределе ( $L \rightarrow \infty$ ,  $n = N/L = \text{const}$ ) имеем

$$\begin{aligned} & \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(\mathbf{q}) + U_b \right] \varphi_j(\mathbf{q}) + U_H \varphi_j(\mathbf{q}) - U_{HF}[\varphi_j(\mathbf{q})] \\ & = \left( \varepsilon_j - \frac{\hbar^2 k_j^2}{2m} \right) \varphi_j(\mathbf{q}), \end{aligned} \quad (39)$$

где  $U_H$  отвечает локальному хартриевскому потенциалу

$$U_H = \lim_{L \rightarrow \infty} \left\{ \frac{e^2}{L} \sum_{l=1}^{nL} \int_{-L/2}^{L/2} dz' \int \frac{\varphi_l^*(\mathbf{q}') \varphi_l(\mathbf{q}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{q}' \right\}, \quad (40)$$

а  $U_{HF}$  обозначает нелокальную фоковскую добавку, т.е. соответствует учету обменного взаимодействия

$$\begin{aligned} U_{HF}[\varphi_j] & = \lim_{L \rightarrow \infty} \left\{ \frac{e^2}{L} \sum_{l=1}^{nL} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{dz' e^{i(k_j+k_l)z'}}{\sqrt{(\mathbf{q} - \mathbf{q}')^2 + z'^2}} \right. \\ & \quad \left. \times \int \varphi_l^*(\mathbf{q}') \varphi_j(\mathbf{q}') \varphi_l(\mathbf{q}) d\mathbf{q}' \right\}. \end{aligned} \quad (41)$$

Далее сделаем одно серьезное упрощение. Предположим, что все электроны находятся в одной подзоне размерного квантования и что одночастичная волновая функция *не зависит* от импульса электрона. При этом рассматриваемые уравнения не должны зависеть от  $k_j$ . Для того чтобы выполнить данное условие, полагаем  $e^{ik_j(z'-z)} \approx 1$ . Тогда обменный член может быть локализован

$$\begin{aligned} U_{HF}(\varphi) & = \varphi(\mathbf{q}) \lim_{L \rightarrow \infty} \left\{ \frac{e^2}{L} \sum_{l=1}^N \int_{-L/2}^{L/2} dz \frac{e^{-ik_l z'}}{\sqrt{(\mathbf{q} - \mathbf{q}')^2 + z'^2}} \right. \\ & \quad \left. \times \int \varphi^*(\mathbf{q}') \varphi(\mathbf{q}') d\mathbf{r}' \right\} \\ & = 2\varphi(\mathbf{q}) \lim_{L \rightarrow \infty} \left\{ \frac{e^2}{L^2} \int_{-L/2}^{L/2} dz' \frac{\sum_{k_l > 0} \cos(k_l z')}{\sqrt{(\mathbf{q} - \mathbf{q}')^2 + z'^2}} \right. \\ & \quad \left. \times \int \frac{\varphi^*(\mathbf{q}') \varphi(\mathbf{q}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}' \right\}. \end{aligned} \quad (42)$$

Перейдем от суммирования по  $k_l$  к интегрированию с помощью замены

$$\sum_{k_l} \Rightarrow \frac{L}{2\pi} \int dk. \quad (43)$$

Тогда

$$\begin{aligned} U_{HF}(\varphi) & = \frac{e^2}{\pi} \lim_{L \rightarrow \infty} \left\{ \int_{-L/2}^{L/2} dz' \frac{\sum_{k_l > 0} \cos[k_l z']}{\sqrt{(\mathbf{q} - \mathbf{q}')^2 + z'^2}} \right. \\ & \quad \left. \times \int \varphi^*(\mathbf{q}') \varphi(\mathbf{q}') d\mathbf{q}' \right\} \\ & = \frac{e^2}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dz' \frac{\sin[k_{\max} z']}{z' \sqrt{(\mathbf{q} - \mathbf{q}')^2 + z'^2}} \int \varphi^*(\mathbf{q}') \varphi(\mathbf{q}') d\mathbf{q}'. \end{aligned} \quad (44)$$

Данный интеграл может быть выражен через гипергеометрические функции. Значение импульса, до которого

необходимо проводить интегрирование, определяется из условия

$$\begin{aligned} 2k_{\max}L &= 2\pi N, \\ k_{\max} &= \pi n, \end{aligned} \quad (45)$$

где  $n = N/L$  — линейная концентрация электронов. При больших линейных концентрациях

$$\begin{aligned} U_{\text{HF}}(\boldsymbol{\varrho}) &= e^2 \lim_{L \rightarrow \infty} \left\{ \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} dz \delta(z-z') \int \frac{\varphi(\boldsymbol{\varrho}')\varphi(\boldsymbol{\varrho}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} d\mathbf{r}' \right\} \\ &= e^2 \int \frac{\varphi^*(\boldsymbol{\varrho}')\varphi(\boldsymbol{\varrho}')}{|\boldsymbol{\varrho}-\boldsymbol{\varrho}'|} d\boldsymbol{\varrho}'. \end{aligned} \quad (46)$$

Таким образом, в пределе больших линейных концентраций носителей тока обменный член не зависит от  $n$ .

При низкой линейной концентрации, когда  $n \ll |\boldsymbol{\varrho}-\boldsymbol{\varrho}'|$ , т. е. когда расстояние между носителями меньше диаметра проволоки, интеграл в (44) может быть оценен как

$$U_{\text{HF}}(\boldsymbol{\varrho}) = \frac{\pi^{3/2}}{4} e^2 n \int \varphi^*(\boldsymbol{\varrho}')\varphi(\boldsymbol{\varrho}') d\boldsymbol{\varrho}' = \frac{\pi^{3/2}}{4} e^2 n. \quad (47)$$

Обменное взаимодействие в этом случае не приводит к изменению самосогласованных волновых функций, но является причиной появления отрицательной добавки к энергии системы.

Рассмотрим теперь член  $U_{\text{H}}$

$$\begin{aligned} U_{\text{H}} &= \lim_{L \rightarrow \infty} \left\{ \frac{e^2}{L} \sum_{l=1}^{nL} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{dz'}{\sqrt{(\boldsymbol{\varrho}-\boldsymbol{\varrho}')^2 + z'^2}} \right. \\ &\quad \left. \times \int \varphi_l^*(\boldsymbol{\varrho}')\varphi_l(\boldsymbol{\varrho}') d\boldsymbol{\varrho}' \right\} \\ &= ne^2 \lim_{L \rightarrow \infty} \left\{ \int_{-L/2}^{L/2} \frac{dz'}{\sqrt{(\boldsymbol{\varrho}-\boldsymbol{\varrho}')^2 + z'^2}} \int \varphi_l^*(\boldsymbol{\varrho}')\varphi_l(\boldsymbol{\varrho}') d\boldsymbol{\varrho}' \right\} \\ &= 2ne^2 \lim_{L \rightarrow \infty} \left\{ \int \text{arsh} \left( \frac{L}{|\boldsymbol{\varrho}-\boldsymbol{\varrho}'|} \right) \varphi_l^*(\boldsymbol{\varrho}')\varphi_l(\boldsymbol{\varrho}') d\boldsymbol{\varrho}' \right\}. \end{aligned} \quad (48)$$

Нетрудно видеть, что в пределе бесконечно больших  $L$  возникает логарифмическая расходимость, связанная с дальнедействующим характером кулоновского потенциала. Однако, согласно общей теореме, хартриевский член всегда будет полностью компенсирован членом взаимодействия с положительным фоном

$$U_{\text{H}} + U_{\text{b}} = 0. \quad (49)$$

Общее уравнение для определения одночастичных волновых функций при низких малых концентрациях совпадает с одночастичным уравнением Шредингера в отсутствие межэлектронных взаимодействий (конечно,

с учетом отрицательной добавки к энергии вследствие обмена)

$$\begin{aligned} \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(\boldsymbol{\varrho}) \right] \varphi_j(\mathbf{r}) \\ = \left( \varepsilon - \frac{\hbar^2 k_j^2}{2m} + \frac{\pi^{3/2}}{4} e^2 n \right) \varphi_j(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (50)$$

Плотность энергии равна

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \left[ \varepsilon_{\text{kin}} + \sum \varepsilon_j \right] = \varepsilon_0 n + \frac{\pi^2 \hbar^2}{6m} n^3 - \frac{\pi^{3/2}}{8} e^2 n^2, \quad (51)$$

где первый член отвечает постоянной добавке к энергии каждого одночастичного уровня, второй — плотности кинетической энергии, третий — энергии обменного взаимодействия.

При большой линейной концентрации одночастичные волновые функции определяются из уравнения

$$\begin{aligned} \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(\boldsymbol{\varrho}) - \frac{e^2}{\pi} \int \frac{\varphi^*(\boldsymbol{\varrho}')\varphi(\boldsymbol{\varrho}')}{|\boldsymbol{\varrho}-\boldsymbol{\varrho}'|} d\boldsymbol{\varrho}' \right] \varphi_j(\mathbf{r}) \\ = \left( \varepsilon - \frac{\hbar^2 k_j^2}{2m} \right) \varphi_j(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (52)$$

Член, описывающий обменное взаимодействие, является отрицательной добавкой, приводящей к сдвигу вниз одночастичных энергий. Величина этого сдвига не зависит от концентрации. Плотность энергии равна

$$\varepsilon = \tilde{\varepsilon}_0 n + \frac{\pi^2 \hbar^2}{6m} n^3, \quad (53)$$

где  $\tilde{\varepsilon}_0$  обозначает одночастичную энергию с учетом обмена, второй член соответствует кинетической энергии.

Рассмотрим теперь неполяризованную систему, которая может быть представлена как совокупность двух поляризованных систем с противоположными спинами. Обменное взаимодействие при этом проявляется только среди электронов одной подсистемы. При малых концентрациях плотность энергии неполяризованного газа, таким образом, равна

$$\varepsilon = \sum \varepsilon_j = \varepsilon_0 n + \frac{\pi^2 \hbar^2}{24m} n^3 - \frac{\pi^{3/2}}{16} e^2 n^2. \quad (54)$$

При больших концентрациях, когда обменный член от концентрации не зависит, уравнение для определения одночастичных функций в неполяризованном газе совпадает с таковым для поляризованного газа. Плотность энергии для неполяризованного газа при этом равна

$$\varepsilon = \tilde{\varepsilon}_0 n + \frac{\pi^2 \hbar^2}{24m} n^3. \quad (55)$$

Сравнение плотностей энергии для поляризованного и неполяризованного газа позволяет сделать вывод, что в области малых линейных концентраций носителей тока энергетически выгодно поляризованное, а в области больших — неполяризованное состояние электронного газа в одномерном канале.

## 4. Заключение

Таким образом, учет межэлектронных взаимодействий в приближении Хартри–Фока–Слэтера с локализованным обменным потенциалом способен приводить к спонтанной поляризации квазиодномерного газа при малых линейных концентрациях носителей тока, тогда как при больших линейных концентрациях доминирует неполяризованное состояние. Этот эффект обменного взаимодействия проявляется в расщеплении первой ступеньки квантовой лестницы проводимости в нулевом магнитном поле. Полученная температурная зависимость высоты подступеньки, отщепленной в результате спонтанной поляризации, предсказывает ее изменение в интервале  $e^2/h - 3/2(e^2/h)$  вследствие частичной деполяризации электронного газа вблизи дна одномерной подзоны. В рамках предложенной модели находит объяснение стабильная регистрация унифицированной  $0.7(e^2/h)$  особенности первой квантовой ступеньки при исследовании различных квантовых проволок, большая ширина которых не позволяет обеспечить подавление процесса деполяризации даже при сверхнизких температурах.

Авторы выражают благодарность В.И. Перелю и В.В. Кведеру за полезное обсуждение результатов работы.

Данная работа выполнена при поддержке программ "Физика твердотельных наноструктур" (ФТНС, проект 97-1040) и "Фуллерены и атомные кластеры" (проект 3-1-98).

## Список литературы

- [1] T.J. Thornton, M. Pepper, H. Ahmed, D. Andrews, G.J. Davies. *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 1198 (1986).
- [2] 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).
- [3] B.J. van Wees, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, J.G. Williamson, L.E. Couwenhoven, D. van der Marel, C.T. Foxon. *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 848 (1988).
- [4] A. Yakoby, H.L. Stormer, Ned S. Wingreen, L.N. Pfeiffer, K.W. Baldwin, K.W. West. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 4612 (1996).
- [5] J.I. Pascual, J. Mendez, J. Gomez-Herrero, A.M. Baró, N. Garcia, V.T. Binh. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 1852 (1993).
- [6] N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, W. Gehlhoff. *Superlat. Microstruct.*, **23**, 1333 (1998).
- [7] Н.Т. Баграев, В. Гельхофф, В.К. Иванов, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, И.А. Шелых. *ФТП*, **34**, 477 (2000).
- [8] R. Landauer. *IBM J. Res. Dev.*, **1**, 233 (1957).
- [9] M. Büttiker. *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 1761 (1986).
- [10] L.I. Glazman, I.M. Ruzin, B.I. Shklovskii. *Phys. Rev. B*, **45**, 8454 (1992).
- [11] B. Spivak, Fei Zhou. *Phys. Rev. B*, **61**, 16 730 (2000).
- [12] Masao Ogata, Hidetoshi Fukuyama. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 468 (1994).
- [13] Takashi Kimura, Kazuhiko Kuroki, Hideo Aoki. *Phys. Rev. B*, **53**, 9572 (1996).

- [14] Seigo Tarucha, Takashi Honda, Tadashi Saku. *Sol. St. Commun.*, **94**, 413 (1995).
- [15] K.J. Thomas, J.T. Nicholls, M.Y. Simmons, M. Pepper, D.R. Mace, D.A. Ritchie. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 135 (1996).
- [16] 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).
- [17] K.J. Thomas, J.T. Nicholls, M. Pepper, W.R. Tribe, M.Y. Simmons, D.A. Ritchie. *Phys. Rev. B*, **61**, 13 365 (2000).
- [18] 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).
- [19] Chuan-Kui Wang, K.-F. Berggren. *Phys. Rev. B*, **54**, 14 257 (1996).
- [20] Chuan-Kui Wang, K.-F. Berggren. *Phys. Rev. B*, **57**, 4552 (1998).
- [21] A.M. Bychkov, I.I. Yakymenko, K.-F. Berggren. *Proc. 8th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology"* (St. Petersburg, Russia, 2000) p. 391.
- [22] Kenji Hiroshi, Shu-Shen Li, N.S. Wingreen. *Phys. Rev. B*, **63**, N 3 (2001).
- [23] A. Gold, L. Calmels. *Phil. Mag. Lett.*, **74**, 33 (1996).
- [24] A. Gold, L. Calmels. *Proc. 23rd ICPS* (Berlin, Germany, July 21–26, 1996), ed. by M. Scheffler, R. Zimmermann (World Scientific, Singapore, 1996) p. 1229.
- [25] A.Yu. Alekseev, V.V. Cheianov. *Phys. Rev. B*, **57**, 6834 (1998).
- [26] D.L. Maslov, M. Stone. *Phys. Rev. B*, **52**, 5539 (1995).
- [27] I. Safi, H.J. Schulz. *Phys. Rev. B*, **52**, 17 040 (1995).
- [28] G.E. Pikus, W. Knap, C. Skierkiszewski. *Proc. 23rd ICPS* (Berlin, Germany, July 21–26, 1996), ed. by M. Scheffler, R. Zimmermann (World Scientific, Singapore, 1996) p. 2435.
- [29] E. Lieb, D. Mattis. *Phys. Rev.*, **125**, 164 (1962).
- [30] A.V. Andreev, A. Kamenev. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 3199 (1998).
- [31] L.G. Glazman, A.V. Khaetskii. *J. Phys.: Condens. Matter.*, **1**, 5005 (1989).

Редактор Л.В. Беляков

## Spontaneous spin-electron polarization in quantum wires

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

\* Ioffe Physicotechnical Institute RAS,  
194021 St. Petersburg, Russia

\*\* St. Petersburg State Technical University,  
195252 St. Petersburg, Russia