

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

## Электронные явления в системах пониженной размерности

Научная сессия Отделения физических наук  
Российской академии наук, 30 октября 2013 г.

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201407h.0783

30 октября 2013 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялась научная сессия Отделения физических наук (ОФН) РАН "Электронные явления в системах пониженной размерности".

Объявленная на web-сайте ОФН РАН [www.grad.ac.ru](http://www.grad.ac.ru) повестка заседания содержала следующие доклады:

1. Пудалов В.М., Кунцевич А.Ю. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва), Резников М. (Технион, Хайфа, Израиль), Моргун Л.А. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Спонтанное возникновение двухфазного состояния в двумерной коррелированной системе электронов.*

2. Тарасенко С.А. (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург). *Транспорт в топологических изоляторах.*

3. Долгополов В.Т. (Институт физики твёрдого тела РАН, Черноголовка, Московская обл.). *Проявление взаимодействия в транспортных свойствах систем пониженной размерности.*

Статья, написанная на основе доклада 3, публикуется ниже.

PACS numbers: 71.30.+h, 73.40.Qv  
DOI: 10.3367/UFNr.0184.201407i.0783

## Проявление взаимодействий в транспортных свойствах электронных систем пониженной размерности

В.Т. Долгополов

### 1. Введение

Доклад посвящён изложению выполненных за последние два года в Институте физики твёрдого тела РАН работ, связанных с исследованием транспортных свойств двумерных электронных систем и различных структур на их основе. Выбраны работы, удовлетворяющие двум условиям: во-первых, в изучаемых в них явлениях существенным должен быть один из типов взаимодействия; во-

вторых, работа не должна завершать цикл исследований, а наоборот, должна ставить вопросы, требующие дальнейшего изучения.

Работы охватывают три направления.

1. Исследование двумерной электронной системы в квантовой яме InGaAs со спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы и контакта этой квантовой ямы со сверхпроводником.

2. Двумерные электронные системы малой плотности, обладающие сильным межэлектронным взаимодействием.

3. Исследование взаимодействия между электронами гальванически изолированных краевых одномерных каналов в квантующем магнитном поле.

Как видно уже из этого перечисления, термин "взаимодействие" понимается весьма широко.

### 2. Двумерная электронная система со спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы и её контакт со сверхпроводником

Этот раздел основан главным образом на публикациях [1, 2]. Для измерений использовалась эпитаксиально выращенная квантовая яма InGaAs, схематически показанная на рис. 1а. Ранее подобные ямы исследовались в работах [3–5] и было показано, что электроны в них

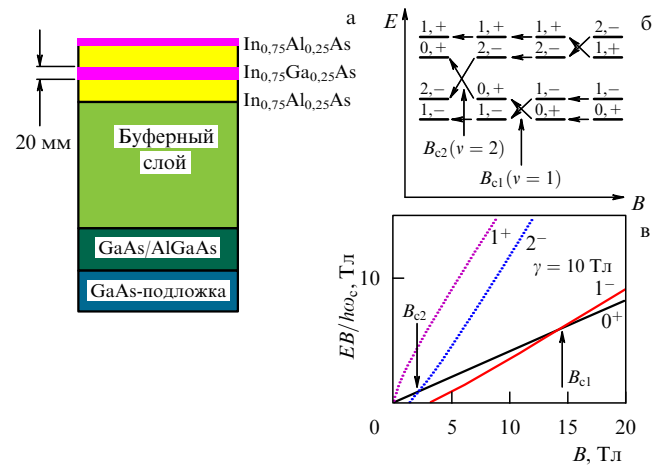


Рис. 1. (а) Схема роста квантовой ямы In<sub>0.75</sub>Ga<sub>0.25</sub>As с барьерами In<sub>0.75</sub>Al<sub>0.25</sub>As. (б) Схема пересечений квантовых уровней для спин-орбитального взаимодействия типа Рашбы,  $\nu$  — фактор заполнения. (Из работы [1].) (в) Результаты расчёта положения нижних квантовых уровней согласно формуле (2).

В.Т. Долгополов. Институт физики твёрдого тела РАН, Черноголовка, Московская область, Российская Федерация  
E-mail: [dolgop@issp.ac.ru](mailto:dolgop@issp.ac.ru)

могут обладать сильным спин-орбитальным взаимодействием за счёт эффекта Рашбы [6].

Эффект Рашбы состоит в появлении у гамильтониана электронов в сильно несимметричной потенциальной яме дополнительного слагаемого вида

$$\hat{H}_{so} = \alpha(\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}). \quad (1)$$

Здесь  $\alpha$  — константа взаимодействия,  $\boldsymbol{\sigma}$  — вектор, составленный из матриц Паули,  $\mathbf{k} = \mathbf{p}/\hbar$  — волновой вектор электрона,  $\mathbf{n}$  — вектор нормали к плоскости двумерной электронной системы. Если добавить этот член к обычному гамильтониану  $H_0 = \hbar^2 \mathbf{k}^2 / (2m)$ , то электронный спектр будет расщеплён на две ветви. Минимум энергии в  $\mathbf{k}$ -пространстве будет достигнут на окружности радиусом  $k_{so} = m\alpha/\hbar^2$ .

В квантующем магнитном поле  $B$  энергетические уровни описываются выражением [6, 7]

$$E_N^s = \hbar\omega_c \left\{ N + \frac{1}{2} s \left[ \left( 1 - |g| \frac{m}{2m_0} \right)^2 + \frac{\gamma}{B} N \right]^{1/2} \right\}, \quad (2)$$

где  $\omega_c$  — циклотронная частота,  $s = \pm 1$  для  $N = 1, 2, \dots$  и  $s = 1$  для  $N = 0$ , эффективная масса  $m/m_0 = 0,035$ ,  $m_0$  — масса свободного электрона,  $\gamma$  описывает спин-орбитальное взаимодействие,  $g$  — фактор Ланде,  $|g| \leq 30$ .

Выражение (2) приводит ко многим пересечениям квантовых уровней, что схематически показано на рис. 1б. Наблюдение таких пересечений при правильном порядке их следования является несомненным подтверждением наличия расщепления Рашбы в конкретном образце. (Подобная проверка необходима, вообще говоря, для каждого образца, поскольку само наличие эффекта и его величина определяются степенью асимметрии квантовой ямы.)

Как хорошо известно, в сильном квантующем магнитном поле положения минимумов и максимумов проводимости утрачивают связь с электронным спектром и положение минимумов, например, определяется условием  $n_s = mn_0$ , где  $n_s$  — концентрация электронов,  $n_0$  — ёмкость уровня Ландау,  $n = 1, 2, 3, \dots$ . Тем не менее пересечение уровней может быть зафиксировано, поскольку в окрестности точки пересечения минимум должен исчезнуть.

Для проведения соответствующих измерений было необходимо изменять электронную плотность, поэтому на образец наносился металлический затвор. Электронная плотность с хорошей точностью линейно зависела от постоянного напряжения между затвором и электронным газом.

Положения минимумов диссипативной проводимости на плоскости  $(B, V_g)$  показаны на рис. 2. Как видно из рисунка, экспериментальные точки, показанные различными символами, в целом соответствуют ожидаемой веерной диаграмме, однако на линии, соответствующей фактору заполнения  $\nu = 2$ , в окрестности магнитного поля  $B_{c2}$  наблюдается исчезновение минимума, означающее пересечение квантовых уровней. Другая особенность наблюдается при факторе заполнения  $\nu = 1$ . Здесь в окрестности магнитного поля  $B_{c1}$  минимум распадается надвое, что тоже соответствует пересечению квантовых уровней [8]. Порядок следования пересечений, несомненно, указывает на присутствие в исследуемой системе спин-орбитального расщепления типа Рашбы.

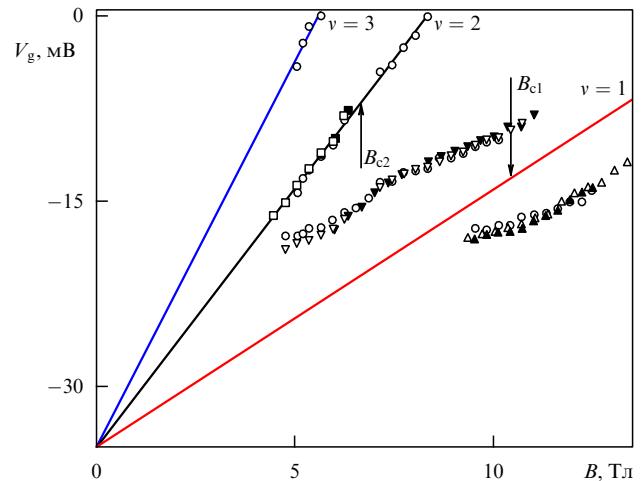
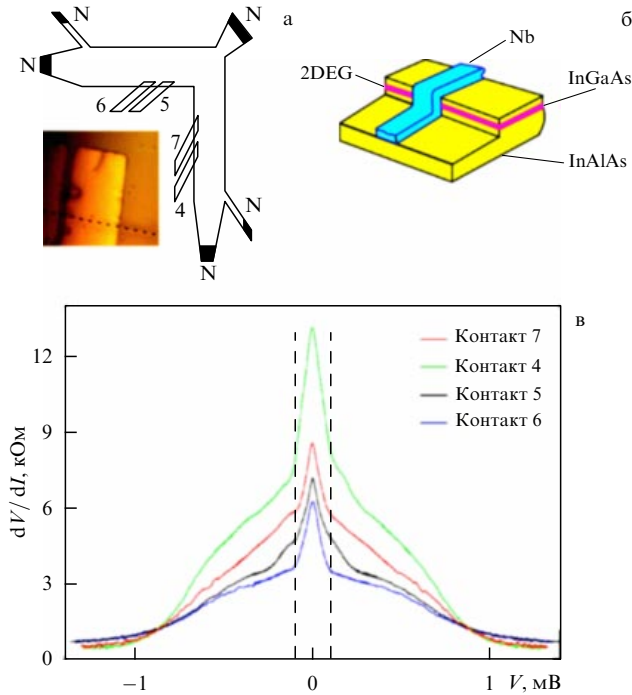


Рис. 2. Минимумы диссипативной проводимости на плоскости  $(B, V_g)$  для электронов в исследуемой квантовой яме. (Из работы [1].)

И всё же не все полученные результаты понятны. Прежде всего отметим, что сравнение полей  $B_{c1}$  и  $B_{c2}$  с результатами расчёта (рис. 1в) показывает сильное расхождение, не устраняемое варьированием параметров. Вероятнее всего, обнаруженное расхождение является следствием не учтённого в расчёте обменного взаимодействия. Остаётся непонятной и причина разных сценариев поведения минимумов диссипативной проводимости в окрестности точки пересечения квантовых уровней. Впрочем, эта проблема возникала и в других электронных системах (см., например, [8]).

Для изучения свойств контакта между электронной системой в квантовой яме InGaAs и сверхпроводником были изготовлены образцы с мезой, показанной на рис. 3а. Контакты как нормального металла (NiAu), так и сверхпроводника (Nb) не вжигались, а просто наносились термическим распылением на глубоко протравленную мезу так, как показано на рис. 3а, б. Всего было пять контактов из нормального металла и четыре контакта из сверхпроводника. Измерялось сопротивление контакта на переменном токе малой частоты и амплитуды (в линейном режиме) при наличии постоянного напряжения на контакте (рис. 3в).

Вольт-амперные характеристики были линейными в случае контакта с нормальным металлом или при контакте с ниобием в магнитном поле, подавившем сверхпроводимость. В нулевом магнитном поле экспериментальные кривые, полученные со всех четырёх контактов с ниобием, были подобны друг другу (рис. 3в). Наблюдалось увеличение сопротивления в области сверхпроводящей щели ниобия, типичное для андреевского отражения электронов при наличии туннельного сопротивления на границе нормальный металл–сверхпроводник [9]. Кроме того, при малых напряжениях на контакте наблюдался пик сопротивления, который предположительно связан со спин-орбитальным взаимодействием. В пользу последнего утверждения свидетельствуют два факта: во-первых, пик существовал только при температурах  $30 \text{ мК} < T < 1 \text{ К}$ , а при более высоких температурах полностью исчезал, хотя особенность, связанная с андреевским отражением, оставалась почти неизменной. Во-вторых, в параллельном интерфейсу магнитном поле пик также подавлялся, и происходило это в полях



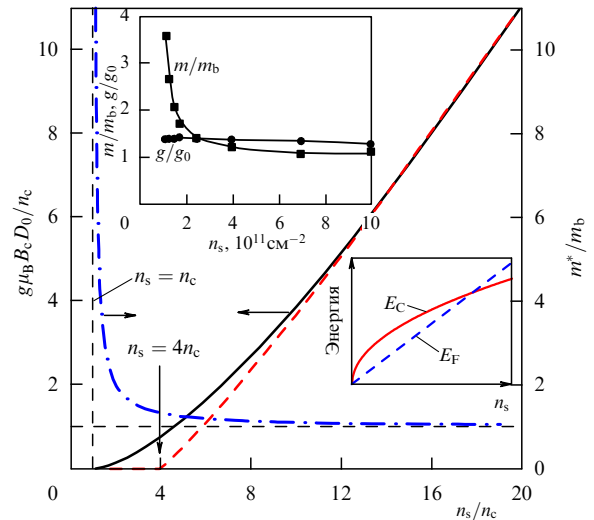
**Рис. 3.** (а) Вид сверху на мезу и контакты. N — контакты с нормальным металлом, 4–7 — контакты со сверхпроводником. На вставке — снимок с электронного микроскопа. (б) Схематическое изображение контакта "в торец" между сверхпроводящей плёнкой и двумерным электронным газом (2DEG). (в) Экспериментальные кривые, полученные с различных контактов. (Из работы [2].)

$B \approx 2$  Тл, не разрушавших сверхпроводимость, где всё ещё наблюдалось андреевское отражение.

Вместе с тем ответственность спин-орбитального расщепления за появление пика нельзя считать окончательно доказанной. Хотя теория действительно предсказывает увеличение контактного сопротивления в условиях, подобных экспериментальным [10], в ней есть всего один энергетический масштаб — сверхпроводящая щель, поэтому узкий по сравнению с этим масштабом пик не может быть объяснён. Более того, кривые, формально похожие на изображённую на рис. 3в (аномалия при нулевом напряжении (Zero Bias Anomaly, ZBA)), наблюдались в ряде случаев при контакте сверхпроводника и нормального металла [11, 12]. Маловероятно, что эффекты кулоновской блокады, ответственные за появление аномалии в указанных работах, имеют отношение и к рассматриваемому случаю, тем более что в последних экспериментах на квантовых ямах InGaAs при использовании в качестве сверхпроводника NbN барьер между сверхпроводником и двумерной электронной системой отсутствовал, а эффект оставался.

### 3. Двумерные электронные системы малой плотности

Двумерные электронные системы малой плотности отличаются сильным электрон-электронным взаимодействием в том смысле, что энергия кулоновского взаимодействия  $E_C$  на характерном расстоянии между электронами существенно превышает энергию Ферми  $E_F$  (см. вставку в нижней части рис. 4). При прочих равных параметрах наиболее удобными для исследований являются системы с большой эффективной массой в плоскости и минимально возможной статической ди-



**Рис. 4.** Зависимость эффективной массы электронов в однодолинной двумерной электронной системе от электронной концентрации (штрихпунктирная кривая), а также зависимости поля полной спиновой поляризации при увеличении (сплошная кривая) и уменьшении (штриховая кривая) магнитного поля. На вставке в верхней части рисунка приведены экспериментальные зависимости эффективной массы и фактора Ланде для кремниевой полевой структуры (100). (По данным работы [15].) На вставке в нижней части рисунка качественно показано соотношение между фермиевской энергией двумерных электронов (штриховая кривая) и характерной энергией кулоновского взаимодействия (сплошная кривая). ( $\mu_B$  — магнетон Бора,  $D_0$  — плотность состояний невзаимодействующего газа, полностью поляризованного по спину,  $m^*$  — вычисленное значение эффективной массы,  $m_b$  — зонное значение эффективной массы,  $g_0$  — фактор Ланде свободного электрона.)

электрической проницаемостью. Одна из таких систем — кремниевый полевой транзистор.

Именно в двумерном электронном газе кремниевых полевых структур было обнаружено значительное, в несколько раз, возрастание эффективной массы электронов при понижении электронной плотности [13, 14]. Возрастание массы было продемонстрировано с помощью нескольких экспериментальных методов. В качестве примера на верхней вставке рис. 4 приведены результаты одного из экспериментов [15].

В кремниевых полевых структурах электронный спектр является двух- или многодолинным (в зависимости от кристаллографической ориентации поверхности, к которой прижат двумерный электронный газ). Наличие нескольких долин дополнительно понижает энергию Ферми. На однодолинных системах до настоящего времени не обнаружено сколько-нибудь значительного возрастания эффективной массы у носителей тока в области достигаемых минимальных электронных плотностей.

Вопрос, поставленный в работе [16], сводится к следующему: могут ли быть обнаружены следы ожидаемого возрастания эффективной массы в однодолинной электронной системе при плотностях, значительно превышающих критическую плотность  $n_c$ , при которой масса обращается в бесконечность? Ответ на этот вопрос дан с помощью адаптации к рассматриваемой задаче теоретического построения, предложенного в работе [17].

Предполагается, что основное состояние электронной системы при малых плотностях может быть описано как электронный кристалл с большим количеством

несущих заряд подвижных дефектов [18]. Реальная двумерная электронная система заменяется сеткой решёточных узлов, на каждом из которых может либо вообще не быть электронов, либо располагаться один электрон или два электрона с противоположно направленными спинами. Для такой модели в [17] построен класс пробных многоэлектронных волновых функций, а в [16] получено среднее значение гамильтониана с использованием произвольной волновой функции предложенного класса в параллельном магнитном поле при произвольной степени спиновой поляризации. Окончательно задача свелась к выбору оптимальной подгоночной функции и оптимальной спиновой поляризации при фиксированном магнитном поле.

Результат вычислений показан на рис. 4. Прежде всего отметим уже известный результат, показанный на рисунке штрихпунктирной кривой, — расходимость эффективной массы в нулевом магнитном поле. Более интересно для нас поведение поля полной спиновой поляризации. Оно показано для увеличивающегося магнитного поля сплошной кривой, а для уменьшающегося — штриховой. Как видно из рис. 4, гистерезис в поле полной спиновой поляризации является предвестником расходимости эффективной массы, и он может быть обнаружен при концентрациях, на порядок превышающих  $n_c$ . Соответствующие экспериментальные данные пока, к сожалению, отсутствуют.

Другим направлением исследований двумерных электронных систем малой плотности было измерение термоэлектродвижущей силы (термоэдс) при достигаемых минимальных значениях концентрации электронов [19]. Для измерений использовались полевые кремниевые транзисторы, имевшие форму холловского мостика (см. вставку рис. 5). Область с регулируемой затвором электронной плотностью находилась в центре мостика (выделена тёмным цветом). Один из контактов сток —

исток, имевший хороший контакт с гелиевой ванной, служил тепловым якорем. Нагрев электронной системы осуществлялся пропусканием низкочастотного тока через пару потенциальных контактов в той части образца, где концентрация электронов была относительно велика ( $\geq 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ). Пара других потенциальных контактов использовалась для измерения термоэдс (на двойной частоте нагревающего тока), а ещё два потенциальных контакта позволяли измерять градиент температуры. Образец находился в вакууме, а его геометрия давала возможность провести многочисленные тесты, сменить направление теплового потока, например, или использовать контакты, изначально измерявшие температурный градиент, для измерений термоэдс.

Идея измерений состояла в том, чтобы попытаться получить информацию об эффективной массе электронов в той области электронных плотностей, где другие методы уже не работают. Надежда на преимущества термоэдс в этом отношении основывалась на экстраполяции наших знаний из области слабого межэлектронного взаимодействия в область сильных взаимодействий. Согласно этим знаниям термоэдс слабо чувствительна к хаотическому потенциалу, с которым взаимодействуют электроны. Действительно, согласно результатам расчёта термоэдс имеет вид [20]

$$S = -\alpha \frac{2\pi k_B^2 m^* T}{3e\hbar^2 n_s}, \quad (3)$$

где  $e$  — заряд электрона, а параметр  $\alpha$  зависит как от беспорядка, так и от межэлектронного взаимодействия.

Результат измерений показан на рис. 5, где приведена зависимость величины  $T/S$  от электронной концентрации, измеренная для нескольких температур. Прежде всего отметим, что экспериментальные результаты очень хорошо согласуются с выражением (3) при предположении, что  $\alpha = \text{const}$  и  $m/m^* = (n_s - n_c)/n_s$ . Последнее соотношение представлено на рис. 5 штриховой прямой в виде зависимости  $n_s/m^*$  ( $n_s$ ), построенной по результатам независимого эксперимента [15] на том же образце.

Поскольку ранее было установлено, что эффективная масса не зависит от степени спиновой поляризации [21], представляется очень интересным провести измерения термоэдс в магнитном поле, параллельном плоскости двумерного электронного газа.

#### 4. Исследование взаимодействия между электронами гальванически изолированных краевых одномерных каналов в квантующем магнитном поле

Основой этого раздела послужили работы [22, 23]. Эксперимент выполнен на одиночных гетеропереходах GaAs/AlGaAs высокого качества с электронной концентрацией  $9,3 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$  и подвижностью  $\mu = 4 \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ . Плоскость электронного газа разрезалась на две гальванически независимые части, скажем "верхнюю" и "нижнюю", с помощью приложения отрицательного напряжения к узкому металлическому затвору. Наименьшая геометрическая ширина затвора не превышала  $2500 \text{ \AA}$ . Магнитное поле было направлено нормально плоскости двумерного электронного газа, а его величина выбиралась таким образом, чтобы фактор заполнения в плоскости равнялся единице,  $\nu = 1$ .

Интерес к исследованиям такой структуры мотивирован следующим соображением: описанная выше

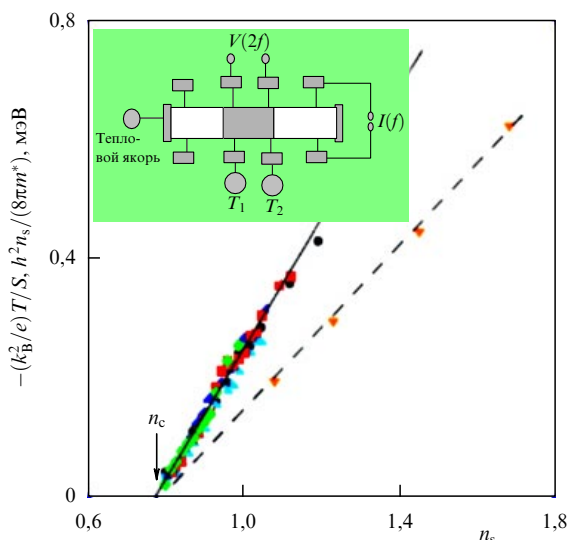


Рис. 5. Зависимость  $T/S$  от  $n_s$  (сплошная линия), построенная по результатам измерений (показаны различными символами), для температур 800, 700, 600, 400 и 300 мК, а также  $n_s/m^*$  ( $n_s$ ) (штриховая линия) по независимым измерениям на том же образце [15]. На вставке: образец для измерения термоэдс и схема подключения. Центральная, использовавшаяся для измерений, часть образца, в которой электронная концентрация достигала минимальных значений, выделена тёмным прямоугольником.

структура в квантующем магнитном поле может оказаться перспективным модельным объектом для исследования свойств латтинжеровской жидкости [24].

Действительно, в модели Латтинжера рассматриваются одномерные фермионы с линейным законом дисперсии

$$\varepsilon = v_F \mathbf{p}, \quad (4)$$

где  $v_F$  — фермиевская скорость,  $\mathbf{p}$  — импульс фермионов. Предполагается, что фермионы, имеющие разные знаки фермиевской скорости, различны и их операторы рождения и уничтожения (в отличие от операторов реальных частиц) антикоммутируют. Наконец, фермионы взаимодействуют между собой, однако константы взаимодействия между фермионами с одинаковым направлением скорости и с противоположными скоростями различны.

Сделанные Латтинжером предположения очень хорошо согласуются со свойствами электронов, движущихся в противоположно направленных краевых каналах (см., например, [25]), если эти каналы отстоят друг от друга на небольшое расстояние. Заметное расхождение имеется только в электронном спектре. В отличие от спектра, описываемого уравнением (4), электронный спектр краевого канала на электростатически сформированной границе имеет плато на уровне Ферми [26].

Удобно, что электроны, движущиеся вдоль нижней и верхней границ разрезающего плоскость затвора, могут быть пространственно разведены на значительное расстояние, так что функции распределения электронов в каждом из краевых каналов могут быть проконтролированы до и после области межканального взаимодействия. Для возмущения функции распределения в одном из краевых каналов используется почти запертый квантовый контакт, а для контроля за функцией распределения в другом канале используется либо такой же квантовый контакт, либо электростатически сформированная квантовая точка. Исследован процесс передачи энергии между краевыми каналами в области взаимодействия при формировании в одном из каналов неравновесного распределения электронов с функцией распределения, сильно отличающейся от фермиевской ступеньки.

Следует отметить, что при идеально ровной и бездефектной границе между краевыми каналами такой перенос энергии вообще запрещён. Этот вывод может быть сделан и на основании рассмотрения слабо взаимодействующих краевых каналов как двух независимых, в каждом из которых рождаются электрон-дырочные пары [22], и в модели латтинжеровской жидкости при рассмотрении обратного рассеяния элементарных возбуждений этой жидкости — плазмонов [23]. Реальная граница всегда имеет шероховатости и дефекты, поэтому запрет преодолевается естественным образом.

Экспериментально действительно обнаружен перенос энергии между краевыми каналами в области взаимодействия и продемонстрировано, что он обусловлен обменом плазмонами.

**Благодарности.** Автор выражает искреннюю благодарность Э.В. Девятову, А. Кононову, В.С. Храпаю, М.Г. Прокудиной и А.А. Шашкину за разрешение использовать в докладе полученные ими результаты и полезные обсуждения. Работа поддержана РАН, Министерством образования и науки РФ и РФФИ.

## Список литературы

1. Kononov A et al. *Phys. Rev. B* **86** 125304 (2012)
2. Kononov A et al. *Письма в ЖЭТФ* **98** 477 (2013); *JETP Lett.* **98** 421 (2013)
3. Nitta J et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 1335 (1997)
4. Kita T et al. *Physica B* **298** 65 (2001)
5. Desrat W et al. *Phys. Rev. B* **69** 245324 (2004)
6. Бычков Ю А, Рашба Э И *Письма в ЖЭТФ* **39** 66 (1984); Bychkov Yu A, Rashba E I *JETP Lett.* **39** 78 (1984)
7. Bychkov Yu A, Rashba E I *J. Phys. C Solid State Phys.* **17** 6039 (1984)
8. Dolgoplov V T et al. *Phys. Status Solidi B* **243** 3648 (2006)
9. Blonder G E, Tinkham M, Klapwijk T M *Phys. Rev. B* **25** 4515 (1982)
10. Yokoyama T, Tanaka Y, Inoue J *Phys. Rev. B* **74** 035318 (2006)
11. Bollinger A T, Rogachev A, Bezryadin A *Europhys. Lett.* **76** 505 (2006)
12. Bollinger A T et al. *Phys. Rev. B* **69** 180503(R) (2004)
13. Shashkin A, Kravchenko S, in *Understanding Quantum Phase Transitions* (Ed. L D Carr) (Boca Raton: CRC Press, 2010) p. 369
14. Shashkin A A et al. *Phys. Rev. B* **76** 241302(R) (2007)
15. Shashkin A A, Kravchenko S V, Dolgoplov V T, Klapwijk T M *Phys. Rev. B* **66** 073303 (2002)
16. Dolgoplov V T, Shashkin A A *Письма в ЖЭТФ* **95** 648 (2012); *JETP Lett.* **95** 570 (2012)
17. Gutzwiller M S *Phys. Rev.* **137** A1726 (1965)
18. Долгополов В Т *Письма в ЖЭТФ* **76** 437 (2002); Dolgoplov V T *JETP Lett.* **76** 377 (2002)
19. Mokashi A et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 096405 (2012)
20. Dolgoplov V T, Gold A *Письма в ЖЭТФ* **94** 481 (2011); *JETP Lett.* **94** 446 (2011)
21. Shashkin A A et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 046403 (2003)
22. Прокудина М Г, Храпай В С "Энергетическая релаксация в жидкости Латтинжера, реализованной в квантовом эффекте Холла", в сб. *XI Российская конф. по физике полупроводников, Санкт-Петербург, 16–20 сентября 2013. Тезисы докладов* (С. Петербург: Физико-технический ин-т им. А.Ф. Иоффе РАН, 2013)
23. Прокудина М Г, Храпай В С *Письма в ЖЭТФ* **95** 385 (2012); Prokudina M G, Khrapai V S *JETP Lett.* **95** 345 (2012)
24. Luttinger J M *J. Math. Phys.* **4** 1154 (1963)
25. Девятов Э В *УФН* **177** 207 (2007); Devyatov E V *Phys. Usp.* **50** 197 (2007)
26. Chklovskii D B, Shklovskii B I, Glazman L I *Phys. Rev. B* **46** 4026 (1992)