Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 6, с. 354 – 364

Коллективный депиннинг и скольжение двумерного квантового электронного твердого тела в полупроводниках (Миниобзор)

А. А. Шашкин[+1)], *С. В. Кравченко*[*]

[+]*Институт физики твердого тела, 142432 Черноголовка, Россия*

[*]*Physics Department, Northeastern University, Boston, MA 02115, USA*

Поступила в редакцию 24 мая 2025 г.
После переработки 12 августа 2025 г.
Принята к публикации 13 августа 2025 г.

Мы сообщаем о наблюдении двух различных пороговых значений на вольт-амперных характеристиках, сопровождающихся пиком широкополосного токового шума, возникающим между двумя пороговыми напряжениями, в изолирующем состоянии сильно взаимодействующих двумерных электронных систем. Эти эффекты наблюдались в кремниевых полевых транзисторах типа металл-оксид-полупроводник и гетероструктурах SiGe/Si/SiGe со сверхвысокой подвижностью. Феноменологическая теория коллективного депиннинга упругих структур может объяснить наблюдаемые результаты. Это свидетельствует об образовании электронного твердого тела в этих электронных системах и демонстрирует общность эффекта для различных классов двумерных электронных систем. Интересно, что двухпороговые вольт-амперные кривые, указывающие на образование электронного твердого тела при низких плотностях, не наблюдаются в режиме квантового холла. Отсутствие наблюдений не подтверждает существование квазичастичного квантового холловского вигнеровского твердого тела и указывает на то, что квазичастицы вблизи целочисленного заполнения не образуют независимой подсистемы.

DOI: 10.31857/S0370274X25090176, EDN: OSDZOO

I. Введение. Сильно коррелированные электронные системы являются важным направлением в физике конденсированного состояния. Теоретические методы в этой области все еще совершенствуются, и существует значительный спрос на экспериментальные результаты. Режим сильного взаимодействия в двумерных (2D) электронных системах возникает при низкой электронной плотности, где кулоновская энергия значительно превышает энергию Ферми. Сила электрон-электронного взаимодействия характеризуется отношением кулоновской и фермиевской энергий, обозначаемым как $r_s = g_v/(\pi n_s)^{1/2}a_\mathrm{B}$ [1–4]. В этом уравнении g_v представляет собой вырождение долин, n_s – электронную плотность, а a_B – радиус Бора в полупроводниках. В пределе сильного взаимодействия предсказывается, что основное состояние 2D электронной системы представляет собой кристалл Вигнера, когда r_s превышает приблизительно 35 [1, 5–7]. Однако возможные промежуточные состояния могут возникать заранее [8–11]. Многочисленные экспериментальные данные, связанные с низкотемпературным транспортом и термодинамическими свойствами двумерных электронов в полупроводниках, указывают на резкое увеличение эффективной массы и спиновой восприимчивости, пропорциональной произведению эффективной массы и g-фактора Ланде, особенно вблизи перехода металл–изолятор [12–26], с критическим поведением, описанным в нескольких источниках [12, 13, 17, 19, 24, 26, 27]. Эти наблюдения указывают на фазовый переход в новое состояние при низкой электронной плотности, которое может быть либо квантовым кристаллом Вигнера, либо его предшественником.

Однопороговые вольт-амперные характеристики (ВАХ) ($I{-}V$), сопровождаемые широкополосным шумом напряжения, наблюдались в изолирующем режиме во многих сильно коррелированных 2D электронных системах (см., например, рис. 1, 2 и 3 и ссылки [2, 3, 25, 28–34]). Эти наблюдения были предварительно интерпретированы как признаки образования вигнеровских кристаллов. Однако их можно объяснить и обычными механизмами, такими как перколяция [35–37] или прыжки в сильном электрическом поле [38].

Здесь мы сообщаем о наблюдении двухпороговых ВАХ ($V{-}I$), сопровождающихся пиком широкополосного токового шума с частотной зависимостью

[1)]e-mail: shashkin@issp.ac.ru

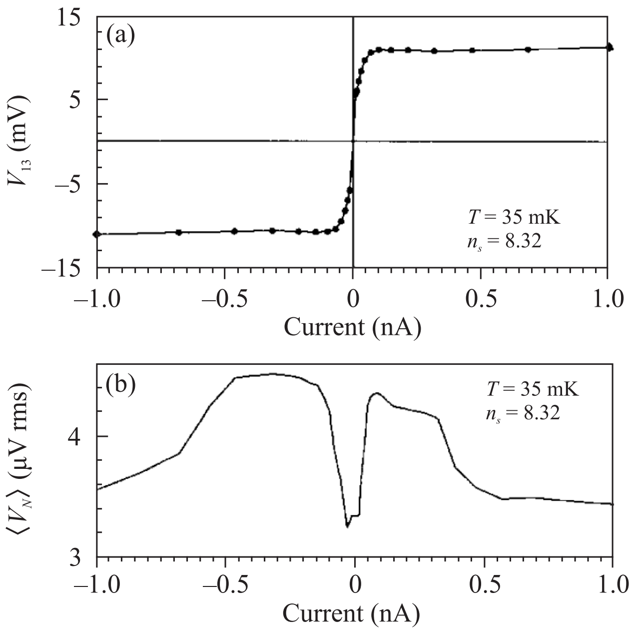

Рис. 1. (a) – Однопороговая ВАХ, измеренная на образце кремниевого МОП-транзистора. (b) – Широкополосный шум напряжения, измеренный между двумя потенциальными зондами, как функция тока исток–сток. Электронная плотность указана в единицах 10^{10} см$^{-2}$. Адаптировано из [2]

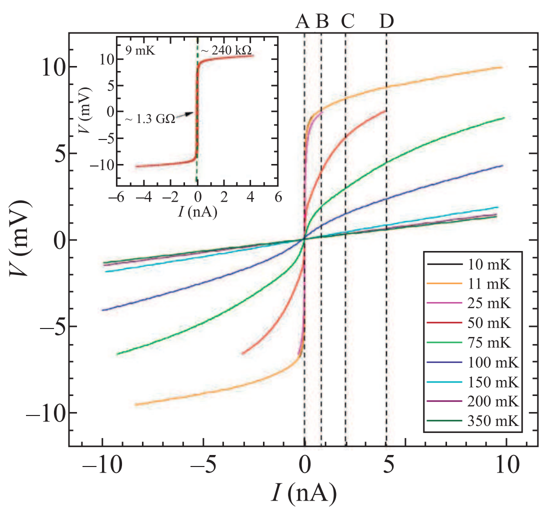

Рис. 2. (Цветной онлайн) Однопороговые ВАХ, измеренные в гетероструктуре p-GaAs при различных температурах и $B = 4.5$ Тл. Вставка: ВАХ при 9 мК. Плотность дырок составляет 4×10^{10} см$^{-2}$ ($r_s \approx 32$). Адаптировано из [3]

$1/f^{\alpha}$ с $\alpha \leq 1$ между двумя пороговыми напряжениями в изолирующем состоянии при низких плотностях ($r_s > 20$) в 2D электронных системах в кремниевых металл-оксид-полупроводниковых полевых транзисторах (МОП-транзисторах) и беспрецедентно высо-

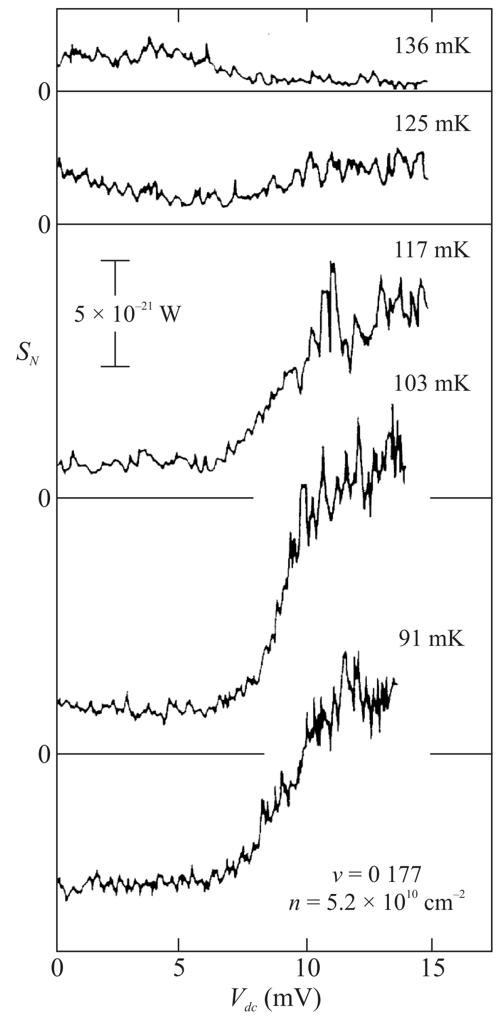

Рис. 3. Мощность шума, измеренная на частоте 1 кГц в полосе пропускания 10 Гц в гетероструктуре n-GaAs/AlGaAs, как функция напряжения смещения при различных температурах. Шум при низких напряжениях смещения является инструментальным и имеет компоненту $1/f$. Адаптировано из [28]

коподвижных гетероструктурах SiGe/Si/SiGe. Важно отметить, что в более ранних исследованиях ток пропускался через образец, и измерялось напряжение между потенциальными зондами; шум в сигнале напряжения был мал, и это не позволяло идентифицировать второе пороговое напряжение. Для сравнения, мы прикладывали постоянное напряжение между истоком и стоком и измеряли индуцированный ток. Мы обнаружили, что в этой конфигурации измерений шум в токе является четким и резким. В кремниевых МОП-транзисторах беспорядок имеет короткопериодный характер, обусловленный остаточными точечными рассеивателями на границе раздела, а критическая плотность для перехода металл-диэлектрик, индуцированного взаимодействием ($n_c \approx 8 \times 10^{10}\,\text{см}^{-2}$), относительно высока. Напротив, в гетероструктурах SiGe/Si/SiGe с подвижностью на два порядка выше, чем в Si МОП-транзисторах, присутствует длиннопериодный потенциал беспорядка, обусловленный фоновыми примесями, и соответствующая критическая плотность на порядок ниже. Как следует из уровня и характера потенциала беспорядка, Si МОП-транзисторы и гетероструктуры SiGe/Si/SiGe относятся к разным классам электронных систем. Однако результаты, полученные для этих 2D систем, схожи. Наблюдаемые характеристики $V-I$ очень похожи на известные для коллективного депиннинга вихревой решетки в сверхпроводниках II рода (см., например, ссылки [39–42]), где оси I и V поменяны местами. Результаты могут быть описаны феноменологической теорией коллективного депиннинга упругих структур, что естественным образом приводит к появлению пика широкополосного токового шума между динамическим и статическим порогами, при скольжении твердого тела как целого над барьером пиннинга выше статического порога. Наши результаты свидетельствуют об образовании квантового электронного твердого тела в этих электронных системах и демонстрируют общность этого эффекта для различных классов 2D электронных систем.

II. Экспериментальные результаты на кремниевых МОП-транзисторах. Измерения проводились с использованием оксфордского рефрижератора растворения, достигавшего базовой температуры приблизительно 50 мК. Образцы представляли собой (100)-кремниевые МОП-транзисторы, демонстрирующие низкотемпературную пиковую подвижность электронов, близкую к $3\,\text{м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, аналогичные описанным в работе [43]. Плотность электронов контролировалась приложением положительного постоянного напряжения к затвору относительно контактов, толщина оксида составляла 150 нм. Образцы имели геометрию холловского мостика шириной 50 мкм. Для решения основной экспериментальной задачи в режиме низкой плотности и низких температур – высокого контактного сопротивления – в металлизацию затвора были включены тонкие зазоры. Такая конструкция позволяет поддерживать высокую плотность электронов вблизи контактов независимо от плотности в основной части образца. В результате контактное сопротивление не превышало приблизительно 10 кОм, и в изолирующем состоянии им можно было пренебречь. Измерения ВАХ и шума проводились в основной области образца длиной 180 мкм. Постоянный ток и шум регистрировались с помощью сверхмалошумящего преобразователя ток–напряжение, подключенного к цифровому вольтметру или синхронному усилителю. В отличие от стандартного метода измерения напряжения, при котором через образец пропускался ток, мы прикладывали напряжение и измеряли результирующий ток. Такой подход упростил сбор и интерпретацию данных.

На рисунке 4 представлен набор низкотемпературных ВАХ при различных концентрациях электронов в изолирующем режиме, в частности, для $n_s < n_c$

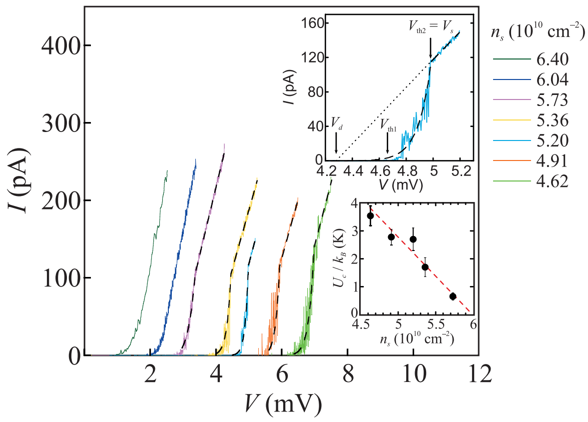

Рис. 4. (Цветной онлайн) ВАХ для различных концентраций электронов в диэлектрическом состоянии представлены при температуре 60 мК. Пунктирные линии соответствуют аппроксимации данных, основанной на уравнениях (1), (2). На верхней вставке показана ВАХ для $n_s = 5.20 \times 10^{10}\,\text{см}^{-2}$, представленная в увеличенном масштабе. Здесь также указаны пороговые напряжения V_{th1} и V_{th2}, статический порог $V_s = V_{\text{th2}}$ и динамический порог V_d, который получается экстраполяцией линейного участка кривой $V-I$ к нулевому току. Энергия активации U_c представлена в зависимости от электронной плотности на нижней вставке. Вертикальные полосы погрешности представляют стандартные отклонения в определении U_c, полученные путем подгонки данных с помощью уравнений (1), (2). Пунктирная линия изображает линейную подгонку. Из [4]

(где $n_c \approx 8 \times 10^{10}\,\text{см}^{-2}$ – критическая плотность перехода металл–диэлектрик в данной электронной системе) [4]. В этом режиме параметр взаимодействия превышает $r_s \sim 20$. Наблюдаются два пороговых напряжения при электронной плотности ниже приблизительно $6 \times 10^{10}\,\text{см}^{-2}$. По мере увеличения приложенного напряжения ток остается близким к нулю до достижения первого порогового напряжения, обозначенного как V_{th1}. После этой точки ток резко возрастает до достижения второго порогового напряжения, V_{th2}. Выше V_{th2} наклон кривой $V-I$ значительно уменьшается, и поведение становится линейным, хотя и не омическим (рис. 4). По мере увеличения электронной плотности значение V_{th1} уменьшается, в то время как второй порог становится менее выраженным и в конечном итоге исчезает. В исследованном диапазоне электронной плотности гистерезиса не наблюдалось. Важно отметить, что наблюдаемое нами поведение (также проиллюстрированное на рис. 5) разительно отличается от поведения, наблюдаемого

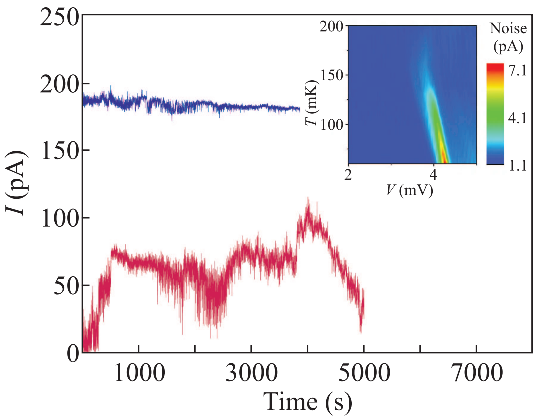

Рис. 5. (Цветной онлайн) График зависимости тока от времени представлен для $n_s = 5.2 \times 10^{10}\,\text{см}^{-2}$ и $T = 60\,\text{мК}$ при напряжениях $V = 4.90\,\text{мВ}$ (расположенном между V_{th1} и V_{th2}; нижняя кривая) и $V = 5.44\,\text{мВ}$ (выше V_{th2}). Вставка: цветная карта широкополосного шума при $n_s = 5.36 \times 10^{10}\,\text{см}^{-2}$ на плоскости (V, T). Из [4]

в изолирующем состоянии аморфных пленок InO. В этих исследованиях ток скакал при пороговом напряжении на целых пять порядков, а ВАХ демонстрировали гистерезис, согласующийся с бистабильностью и перегревом электронов [44, 45]. Кроме того, в нашем эксперименте мощность, рассеиваемая вблизи начала V_{th1}, составляет менее 10^{-16} Вт, что вряд ли вызывает значительный перегрев электронов. Для сравнения, мощность, рассеиваемая вблизи порогового напряжения в [44], более чем на три порядка выше. Наконец, возникновение двойного порога невозможно объяснить с помощью модели перколяции, которая предсказывает только один порог [46]. Следовательно, это двухпороговое поведение не может быть адекватно описано существующими традиционными моделями.

В режиме, где присутствуют оба порога, ток, измеренный при напряжениях между V_{th1} и V_{th2}, демонстрирует значительные флуктуации во времени, сравнимые с его величиной. Выше второго порога, V_{th2}, эти необычно большие флуктуации исчезают, делая шум едва заметным. Резкое увеличение шума на вольт-амперных кривых подчеркивает двухпороговое поведение. Эти флуктуации наглядно показаны на рис. 5, где ток представлен как функция времени для плотности $n_s = 5.2 \times 10^{10}\,\text{см}^{-2}$.

На рисунке 6a представлены ВАХ для $n_s = 5.36 \times 10^{10}\,\text{см}^{-2}$ при различных температурах. С ростом

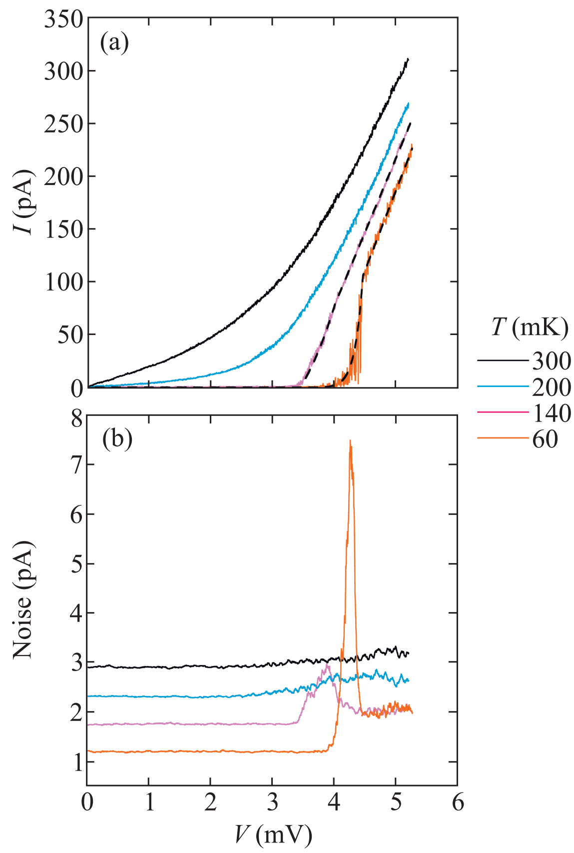

Рис. 6. (Цветной онлайн) (a) – Представлены ВАХ при электронной плотности $n_s = 5.36 \times 10^{10}\,\text{см}^{-2}$ для различных температур. Пунктирные линии представляют собой аппроксимацию данных с помощью уравнений (1), (2). (b) – Показана зависимость широкополосного шума от напряжения при той же электронной плотности и температуре. Три верхние кривые сдвинуты по вертикали для наглядности. Из [4]

температуры T второй порог V_{th2} становится менее выраженным, и характерное пороговое поведение ВАХ в конечном итоге размывается из-за сокращения интервала нулевого тока.

Измеренная зависимость широкополосного шума от напряжения представлена на рис. 6b для различных температур и электронной плотности $n_s = 5.36 \times 10^{10}\,\text{см}^{-2}$. На вставке к рис. 5 представлена цветная карта широкополосного шума на плоскости (V, T). Резкое увеличение шума наблюдается между порогами V_{th1} и V_{th2} при самой низкой температуре.

Этот выраженный уровень шума быстро уменьшается с ростом температуры, что согласуется с наблюдаемым двухпороговым поведением кривых $V-I$ на рис. 6а.

Спектр генерируемого шума, измеренный в пиковом значении, представлен на рис. 7. Рост шума

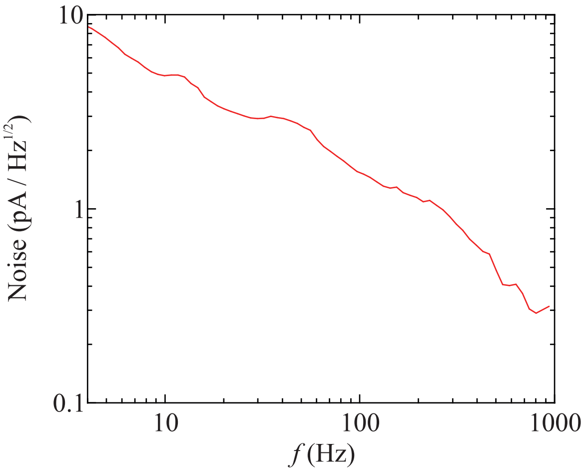

Рис. 7. (Цветной онлайн) Шум построен как функция частоты при $n_s = 5.36 \times 10^{10}$ см$^{-2}$, $T = 60$ мК и $V = 4.26$ мВ с разрешением/полосой пропускания 2.5 Гц. Широкие максимумы при $f \sim 10$ и 60 Гц порядка 1 пА Гц$^{-1/2}$ находятся в пределах экспериментальной погрешности. Адаптировано из [4]

с уменьшением частоты f можно аппроксимировать законом $1/f^{\alpha}$, где $\alpha \approx 0.6$ [4]. Это согласуется с результатом, полученным в аналогичных образцах вблизи перехода металл-изолятор [47, 48], где шум вида $1/f^{\alpha}$ с α, близким к единице, был обнаружен в режиме линейного отклика. С другой стороны, данные могут быть более точно описаны зависимостью $1/f^{\alpha}$, с $\alpha \approx 1$ – на высоких частотах и $\alpha \approx 0.5$ – на низких частотах.

III. Экспериментальные результаты на гетероструктурах SiGe/Si/SiGe. Были получены данные на сверхвысокоподвижных квантовых ямах SiGe/Si/SiGe, аналогичных описанным в работах [49–51]. Низкотемпературная подвижность электронов в этих образцах достигает приблизительно 200 м^2/В · с. Квантовая яма кремния (001) шириной приблизительно 15 нм расположена между потенциальными барьерами $Si_{0.8}Ge_{0.2}$ (см. рис. 8). Контакты к 2D слою состояли из сплава $Au_{0.99}Sb_{0.01}$ толщиной около 300 нм, который был нанесен методом термического испарения и затем отожжен. Образцы были сформированы в форме холловских мостиков с расстоянием между потенциальными зондами 100 мкм и шириной

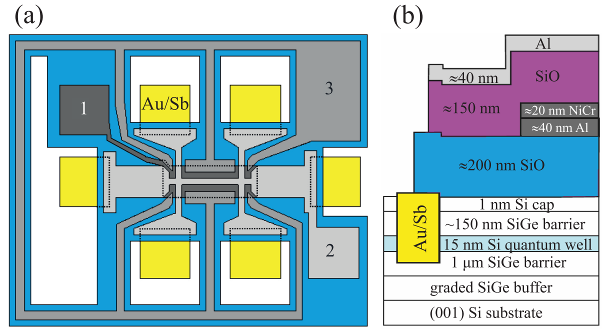

Рис. 8. (Цветной онлайн) (a) – Схематический вид сверху образца с тремя независимыми затворами. Затвор 1 в форме холловского мостика расположен в центральной части образца и обозначен пунктирной линией. Контактный затвор 2 и обедняющий затвор 3 расположены над затвором 1. (b) – На этом сечении показана последовательность роста слоев и представлено поперечное сечение образца с тремя затворами. Из [53]

50 мкм с помощью фотолитографии. На поверхность пластины в термическом испарителе был нанесен слой SiO толщиной около 200 нм, после чего поверх SiO был нанесен затвор NiCr/Al толщиной около 60 нм. Затем был изготовлен контактный затвор: структура была покрыта слоем SiO толщиной около 150 нм, а поверх SiO был нанесен алюминиевый затвор толщиной около 40 нм. Этот контактный затвор позволял поддерживать высокую электронную плотность около 2×10^{11} см$^{-2}$ вблизи контактов, независимо от электронной плотности в основной части образца. Дополнительное легирование не использовалось, а электронная плотность контролировалась приложением положительного постоянного напряжения к затвору относительно контактов. Для обеднения шунтирующего канала между контактами за пределами холловского мостика, который может проявляться при наименьших концентрациях электронов в изолирующем режиме, одновременно с контактным затвором был изготовлен дополнительный алюминиевый затвор. Измерения проводились в рефрижераторе растворения Oxford TLM-400. В основной части экспериментов напряжение подавалось между источником и ближайшим потенциальным зондом на расстоянии 25 мкм. Ток и шум измерялись с помощью преобразователя ток-напряжение, подключенного к синхронному усилителю и цифровому вольтметру. ВАХ демонстрировали небольшую асимметрию относительно изменения полярности напряжения; для простоты мы отображали отрицательную часть в зависимости от абсолютного значения напряжения. Электронная плотность определялась путем анализа осцилляций Шубникова–де

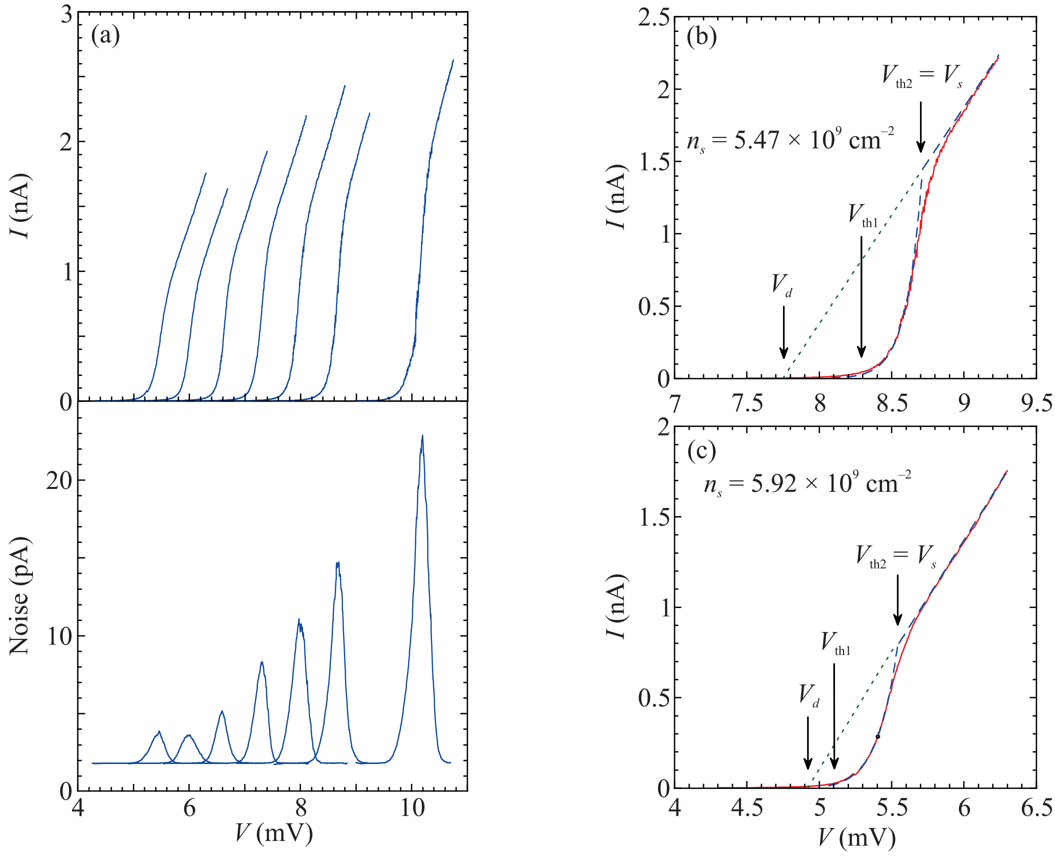

Рис. 9. (Цветной онлайн) (a) – ВАХ (верхняя панель) и широкополосный шум (нижняя панель) образца 1 были измерены при температуре приблизительно 30 мК при различных концентрациях электронов, представленных слева направо следующим образом: 5.92, 5.83, 5.74, 5.65, 5.56, 5.47 и $5.29 \times 10^9\,\text{см}^{-2}$. На панелях (b) и (c) показаны ВАХ для двух значений плотности электронов в увеличенном масштабе. Также указаны пороговые напряжения $V_{\rm th1}$ и $V_{\rm th2}$. Динамический порог V_d определяется экстраполяцией (пунктирная линия) линейного участка ВАХ к нулевому току, а статический порог V_s соответствует $V_{\rm th2}$. Пунктирные линии представляют собой аппроксимацию данных с помощью уравнений (1) и (2). Из [53]

Гааза в металлическом режиме с использованием стандартной четырехконтактной техники измерений с помощью локина. Для улучшения качества контактов и увеличения подвижности электронов мы использовали насыщающую инфракрасную подсветку образцов [49, 51, 52]. Сопротивление контактов оставалось ниже 10 кОм. Эксперименты проводились на трех образцах, и полученные результаты согласовывались для всех образцов.

На рисунке 9a представлены типичные ВАХ (верхняя панель) и генерируемый шум (нижняя панель) при температуре приблизительно 30 мК при различных плотностях электронов в изолирующем режиме, ниже, но не слишком близко к критической плотности $n_c \approx 8.8 \times 10^9\,\text{см}^{-2}$, при которой в наших образцах [53] происходит переход металл–диэлектрик. Параметр взаимодействия r_s превышает 20 при этих значениях n_s. С ростом приложенного напряжения ток остается близким к нулю вплоть до первого порогового напряжения $V_{\rm th1}$. После этой точки ток резко возрастает вплоть до достижения второго порогового напряжения $V_{\rm th2}$ (см. также рис. 9b, c для более четких деталей). Выше второго порогового напряжения наклон кривых V–I уменьшается, и поведение становится линейным, хотя и не омическим. Между двумя пороговыми напряжениями наблюдается пик широкополосного токового шума, как показано на нижней панели рис. 9a. Аппроксимации (пунктирные линии) и определения динамического порога V_d (полученного экстраполяцией линейной части кривых V–I к нулевому току) и статического порога $V_s = V_{\rm th2}$, как показано на рис. 9b, c, будут рассмотрены ниже.

На рисунке 10a показано, как ВАХ и шум изменяются с температурой. С ростом температуры ВАХ становятся менее крутыми между двумя пороговыми

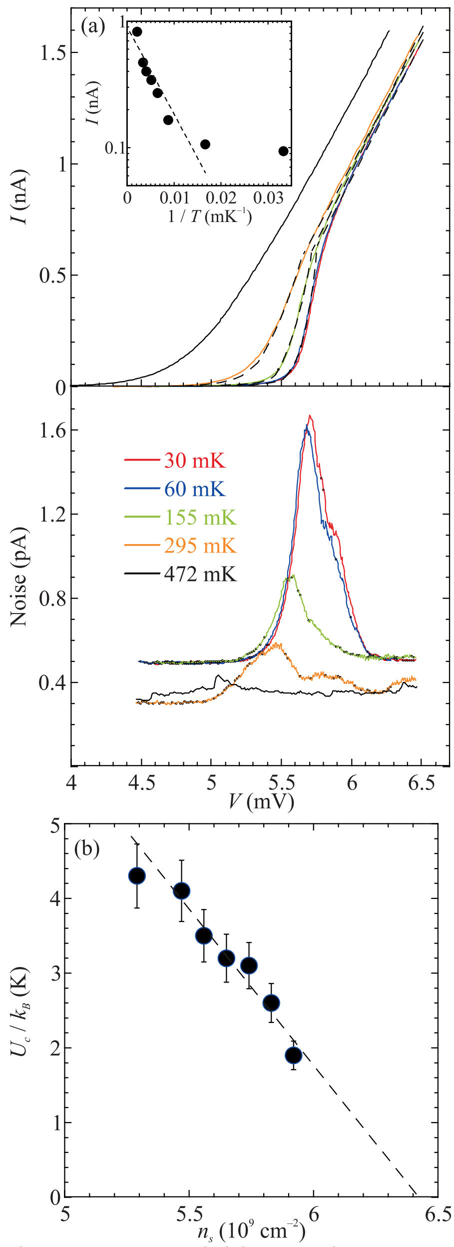

Рис. 10. (Цветной онлайн) (a) – Ток (верхняя панель) и широкополосный шум (нижняя панель) как функции напряжения при $n_s = 5.83 \times 10^9\,\text{см}^{-2}$ при различных температурах в образце 2. Кривые, выделенные цветом на верхней панели, соответствуют тем же температурам, что и на нижней панели. Общий шум измерен в том же диапазоне частот, что и на рис. 11. Пунктирные линии соответствуют данным, полученным с помощью уравнений (1), (2). На вставке показан график Аррениуса $I(T)$ при $n_s = 5.83 \times 10^9\,\text{см}^{-2}$ и $V = 5.6\,\text{мВ}$. Пунктирная линия представляет собой линейную аппроксимацию, за исключением точки данных при 30 мК. (b) – Энергия активации U_c как функция электронной плотности в образце 1. Пунктирная линия представляет собой линейную аппроксимацию. Из [53]

напряжениями и смещаются в сторону более низких напряжений, пока отчетливое двухпороговое поведение не исчезнет. Соответственно, пик шума уменьшается и в конечном итоге исчезает с ростом температуры T. На вставке в верхней части рис. 10a представлен график Аррениуса $I(T)$, показывающий активационную температурную зависимость вплоть до $T \approx 60\,\text{мК}$. Однако точка данных, соответствующая самой низкой температуре, отклоняется от этого активационного поведения, хотя электронная температура достигла примерно 30 мК, как следует из анализа осцилляций Шубникова–де Гааза в металлическом режиме. Мы связываем это отклонение с остаточной неоднородностью образца, хотя возможность эффектов перегрева в данном эксперименте полностью исключить нельзя.

На рисунке 11 представлены спектры шума в области пика для трех различных плотностей электро-

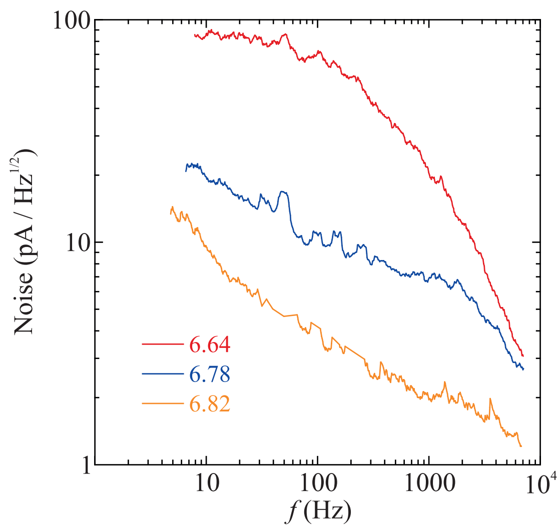

Рис. 11. (Цветной онлайн) Частотная зависимость шума в максимуме при трех значениях электронной плотности, указанных в единицах $10^9\,\text{см}^{-2}$, и при $T \approx 30\,\text{мК}$ в образце 3. Из [53]

нов при температуре приблизительно 30 мК. На высоких частотах зависимость шума от частоты становится более выраженной по мере уменьшения плотности электронов, приближаясь к зависимости $1/f^\alpha$ с $\alpha \approx 1$ при двух самых низких плотностях. С уменьшением частоты зависимость при этих двух низких плотностях меняется на зависимость $1/f^\alpha$ с $\alpha \approx 0.2$, что аналогично поведению, наблюдаемому при самой высокой плотности электронов. Частота, на которой происходит это изменение α, уменьшается по мере уменьшения плотности электронов.

Были заявления об обнаружении кристалла Вигнера при низких факторах заполнения Лан-

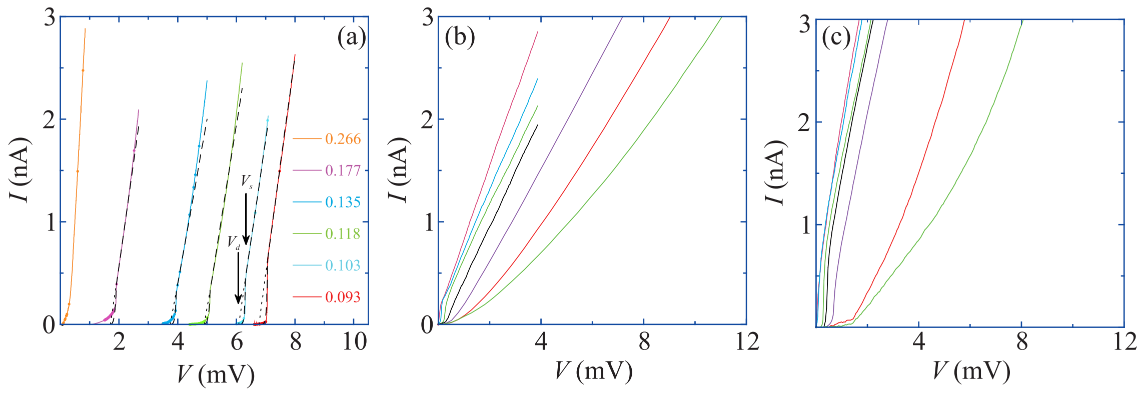

Рис. 12. (Цветной онлайн) (a) – ВАХ при различных концентрациях электронов в диэлектрическом состоянии с низкой плотностью при $B = 4$ Тл и $T = 30$ мК. Концентрации электронов указаны в единицах 10^{11} см$^{-2}$. Также показаны динамический порог V_d, полученный экстраполяцией (пунктирная линия) линейной части ВАХ к нулевому току, и статический порог V_s. Пунктирные линии соответствуют данным, полученным с помощью уравнений (1), (2). (b) – ВАХ, пересчитанные из данных I_{sd}–V_{xx} при $T = 30$ мК в $B = 7$ Тл для $\nu \leq 1$ при электронных плотностях (слева направо; в единицах 10^{11} см$^{-2}$) 1.50, 1.58, 1.65, 1.67, 1.68, 1.69, 1.70. (c) – ВАХ, пересчитанные по данным I_{sd}–V_{xx} при $T = 30$ мК в $B = 3.5$ Тл для $\nu \leq 2$ при электронных плотностях (слева направо; в единицах 10^{11} см$^{-2}$) 1.48, 1.56, 1.63, 1.65, 1.67, 1.69, 1.70. Адаптировано из [67]

дау в системе 2D-носителей в гетеропереходах AlGaAs/GaAs, основанные на наблюдении резонанса в действительной части частотно-зависимой диагональной микроволновой проводимости, который был интерпретирован как пиннинговая мода доменов кристалла Вигнера, осциллирующих в потенциале беспорядка (см., например, [54–59]). Аналогичные резонансы наблюдались в 2D электронных системах AlGaAs/GaAs в режиме квантового эффекта Холла вблизи целочисленных и дробных факторов заполнения Ландау и интерпретировались как происходящие из состояния кристалла Вигнера, образованного квазичастицами с плотностью, определяемой отклонением от целочисленного или дробного факторов заполнения [60–66].

ВАХ, измеренные при различных концентрациях электронов в диэлектрическом состоянии с низкой плотностью в магнитном поле $B = 4$ Тл и температуре $T = 30$ мК, показаны на рис. 12a [67]. При плотности электронов ниже $n_s \approx 0.26 \times 10^{11}$ см$^{-2}$ наблюдаются двухпороговые ВАХ. По мере уменьшения плотности электронов и продвижения в состояние диэлектрика с низкой плотностью двухпороговые ВАХ смещаются в сторону более высоких напряжений. Это поведение аналогично наблюдаемому в работах [4, 53, 68, 69] и обсуждавшемуся выше.

На рисунках 12b, c показаны ВАХ, пересчитанные из пробойных зависимостей продольного напряжения V_{xx} от тока исток–сток I_{sd} при различных концентрациях электронов в фиксированном магнитном поле при $T = 30$ мК для квантовых холловских диэлектрических состояний вблизи факторов заполнения Ландау $\nu = 1$ и $\nu = 2$. Пока магнитосопротивление ρ_{xx} много меньше холловского сопротивления $\rho_{xy} = h/\nu_0 e^2$ (здесь ν_0 – целое число), диссипативный ток I между противоположными краями образца и напряжение Холла V связаны с измеренными значениями через квантованное значение ρ_{xy}: $I = V_{xx}/\rho_{xy}$ и $V = I_{sd}\rho_{xy}$, где измеренное значение V_{xx} следует нормализовать на число квадратов. Зависимость $I(V)$ представляет собой ВАХ, эквивалентную случаю геометрии Корбино [37]. Эти характеристики выглядят схожими вблизи $\nu = 1$ и $\nu = 2$. При максимальных отклонениях $\Delta n_s = |\nu - \nu_0| eB/hc$ ток резко возрастает с ростом приложенного напряжения, а затем наклон ВАХ уменьшается, что соответствует приблизительно пропорциональному росту тока с напряжением. При продвижении в квантово-холловское диэлектрическое состояние путем уменьшения отклонения Δn_s начальный крутой подъем тока и уменьшение наклона ВАХ исчезают. Полученные V-I кривые контрастируют с двухпороговыми ВАХ в диэлектрическом состоянии с низкой плотностью, показанными на рис. 12a. Подчеркнем, что качественное различие между вольт-амперными кривыми (V–I) в диэлектрическом состоянии с низкой плотностью и диэлектрическими состояниями квантового Холла наблюдается в схожих диапазонах напряжений, токов и плотностей электронов (n_s) или плотностей квазичастиц (Δn_s).

IV. Обсуждение. Двухпороговые V–I характеристики, описанные в данной работе, весьма напоминают двухпороговые I–V характеристики, ранее наблюдавшиеся для коллективного депиннинга вихревой решетки в сверхпроводниках II рода, при этом оси напряжения и тока были поменяны местами. В работе [4] феноменологическая теория коллективного депиннинга упругих структур была адаптирована для описания электронного твердого тела, которое мы кратко рассмотрим здесь. С ростом напряжения депиннинг электронного твердого тела проявляется появлением ненулевого тока. Между динамическим порогом (V_d) и статическим порогом (V_s) электронное тело испытывает коллективный пиннинг, и транспорт термически активируется:

$$I = \sigma_0\,(V - V_d)\,\exp\left[-\frac{U_c(1 - V/V_s)}{k_{\mathrm{B}}T}\right], \qquad (1)$$

где U_c – максимальная энергия активации центров пиннинга, а σ_0 – коэффициент. При напряжениях, превышающих $V_s = V_{\mathrm{th2}}$, твердое тело скользит с трением, определяемым балансом электрических сил, сил пиннинга и сил трения, что приводит к следующему уравнению:

$$I = \sigma_0\,(V - V_d), \qquad (2)$$

где V_d соответствует силе пиннинга. Аппроксимации представлены пунктирными линиями на рис. 4, 6a, 9b, c, 10a и 12a. Эти аппроксимации точно описывают экспериментальные двухпороговые ВАХ (V–I). При аппроксимации экспериментальных данных с помощью уравнений (1) и (2) при температурах выше приблизительно 60 мК, где справедлива активационная температурная зависимость тока, мы можем извлечь энергию активации U_c для обеих 2D-систем. Эта энергия активации представлена как функция электронной плотности на нижней вставке рис. 4 и на рис. 10b. Результаты показывают, что энергия активации U_c уменьшается с ростом электронной плотности. Эта зависимость может быть описана приблизительно линейной функцией, которая стремится к нулю при критических плотностях $n_s \approx 6.0 \times 10^{10}\,\text{см}^{-2}$ для Si MOSFET и $n_s \approx 6.4 \times 10^9\,\text{см}^{-2}$ для гетероструктур SiGe/Si/SiGe. Эти критические плотности значительно ниже соответствующих значений n_c, при которых энергия активации электронно-дырочных пар, определенная из транспортных измерений в режиме линейного отклика, обращается в нуль. Более того, коэффициенты σ_0, соответствующие наклону линейного участка ВАХ, остаются приблизительно постоянными: $\sigma_0 \approx 1.6 \times 10^{-7}\,\text{Ом}^{-1}$ для Si-МОП-транзисторов и $\sigma_0 \approx 1.5 \times 10^{-6}\,\text{Ом}^{-1}$ для гетероструктур SiGe/Si/SiGe.

Наблюдаемый шумовой пик естественным образом возникает из-за коллективного депиннинга упругих структур. В режиме коллективного пиннинга, между динамическим и статическим порогами, возникают локальные деформации твердого тела при депиннинге в определенных центрах пиннинга. Впоследствии эта деформация повторяется в других центрах, генерируя значительный уровень шума, как показано на рис. 6b, 9a и 10a. Напротив, шум подавляется, когда твердое тело движется как целое над барьером пиннинга выше статического порога. С повышением температуры в режиме коллективного пиннинга система приближается к режиму надбарьерного скольжения, где шум подавляется, т.е. уменьшается с температурой, как показано на рис. 6b и рис. 10a.

Двухпороговые ВАХ, аналогичные наблюдаемым в наших экспериментах, были также численно получены в классической модели, описанной в работах [70, 71], в которой исследовалась управляемая динамика вигнеровских кристаллов, взаимодействующих со случайным беспорядком. В флуктуационном режиме, между динамическим и статическим порогами, мощность шума достигает пикового значения, демонстрируя характер $1/f^{2\alpha}$. Примечательно, что частотная зависимость шума меняется от $2\alpha = 2$ на высоких частотах до более слабой зависимости с $2\alpha = 0.7$ на низких частотах, что разумно хорошо согласуется с экспериментальными результатами (см. рис. 7 и 11). Хотя в работах [70, 71] используется классическая модель, она успешно отражает особенности, наблюдаемые в экспериментах, что подтверждает наши выводы. Отметим, что несколько меньшее значение r_s для образования вигнеровского кристалла, чем предсказывается, может быть обусловлено остаточным беспорядком, который может привести к увеличению плотности кристаллизации электронов (см., например, [72]).

Предполагая существование состояния вигнеровского кристалла, образованного квазичастицами с плотностью, определяемой отклонением от целочисленного фактора заполнения, можно ожидать схожих данных в диэлектрическом состоянии с низкой плотностью и диэлектрических состояниях квантового Холла, согласно [60–66]. Подчеркнем, что ключевая идея, лежащая в основе этого предположения, заключается в том, что квазичастицы можно рассматривать отдельно как независимую подсистему. Однако экспериментальные результаты, полученные в 2D электронной системе в квантовых ямах SiGe/Si/SiGe, не подтверждают существование квазичастичного квантового холловского вигнеровского твердого тела. Диэлектрическое состояние с низкой плотностью характеризуется наблюдаемыми двухпороговыми вольт-амперными кривыми, которые служат признаком квантового вигнеровского твердого тела [4, 53, 68, 69]. Напротив, в целочисленных квантовых холловских диэлектрических состояниях наблюдаются существенно отличающиеся ВАХ (ср. рис. 12a, b, c). Это указывает на то, что квазичастицы вблизи целочисленного заполнения не образуют независимую подсистему.

V. Выводы. Подводя итог, отметим, что мы наблюдали двухпороговые ВАХ, сопровождающиеся пиком широкополосного токового шума, возникающим между этими двумя пороговыми напряжениями, в изолирующем режиме при низкой плотности электронов в 2D электронных системах в кремниевых МОП-транзисторах и гетероструктурах SiGe/Si/SiGe со сверхвысокой подвижностью. Эти результаты можно объяснить феноменологической теорией коллективного депиннинга упругих структур, который естественным образом порождает пик широкополосного токового шума между динамическим и статическим порогами, переходя к скольжению твердого тела над барьером пиннинга выше статического порога. Наши результаты свидетельствуют об образовании квантового электронного твердого тела в этих электронных системах и демонстрируют общность этого эффекта для различных классов электронных систем. Двухпороговые ВАХ, характерные для формирования электронного твердого тела при низких плотностях, не наблюдаются в режиме квантового холла, что не подтверждает существование квазичастичного квантового холловского вигнеровского твердого тела и указывает на то, что квазичастицы вблизи целочисленного заполнения не образуют независимой подсистемы.

Финансирование работы. Исследование поддержано Российским научным фондом (проект РНФ # 24-22-00122).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. V. T. Dolgopolov, Phys.-Uspekhi **60**, 731 (2017).
2. V. M. Pudalov, M. D'Iorio, S. V. Kravchenko, and J. W. Campbell, Phys. Rev. Lett. **70**, 1866 (1993).
3. T. Knighton, Z. Wu, J. Huang, A. Serafin, J. S. Xia, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. B **97**, 085135 (2018).
4. P. Brussarski, S. Li, S. V. Kravchenko, A. A. Shashkin, and M. P. Sarachik, Nat. Commun. **9**, 3803 (2018).
5. A. V. Chaplik, Sov. Phys. JETP **35**, 395 (1972).
6. B. Tanatar and D. M. Ceperley, Phys. Rev. B **39**, 5005 (1989).
7. V. Kagalovsky, S. V. Kravchenko, and D. Nemirovsky, Physica E **119**, 114016 (2020).
8. C. Attaccalite, S. Moroni, P. Gori-Giorgi, and G. B. Bachelet, Phys. Rev. Lett. **88**, 256601 (2002).
9. B. Spivak and S. A. Kivelson, Phys. Rev. B **70**, 155114 (2004).
10. B. Spivak and S. A. Kivelson, Ann. Phys. **321**, 2071 (2006).
11. M. V. Zverev, V. A. Khodel, and S. S. Pankratov, JETP Lett. **96**, 192 (2012).
12. A. A. Shashkin, S. V. Kravchenko, V. T. Dolgopolov, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. Lett. **87**, 086801 (2001).
13. A. A. Shashkin, S. V. Kravchenko, V. T. Dolgopolov, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **66**, 073303 (2002).
14. V. M. Pudalov, M. E. Gershenson, H. Kojima, N. Butch, E. M. Dizhur, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, Phys. Rev. Lett. **88**, 196404 (2002).
15. J. Zhu, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **90**, 056805 (2003).
16. Y.-W. Tan, J. Zhu, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **94**, 016405 (2005).
17. A. A. Shashkin, S. Anissimova, M. R. Sakr, S. V. Kravchenko, V. T. Dolgopolov, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. Lett. **96**, 036403 (2006).
18. T. Gokmen, M. Padmanabhan, and M. Shayegan, Phys. Rev. B **81**, 235305 (2010).
19. A. Mokashi, S. Li, B. Wen, S. V. Kravchenko, A. A. Shashkin, V. T. Dolgopolov, and M. P. Sarachik, Phys. Rev. Lett. **109**, 096405 (2012).
20. Y. Kasahara, Y. Oshima, J. Falson, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, M. Kawasaki, and Y. Iwasa, Phys. Rev. Lett. **109**, 246401 (2012).
21. J. Falson, Y. Kozuka, J. H. Smet, T. Arima, A. Tsukazaki, and M. Kawasaki, Appl. Phys. Lett. **107**, 082102 (2015).
22. A. Y. Kuntsevich, Y. V. Tupikov, V. M. Pudalov, and I. S. Burmistrov, Nat. Commun. **6**, 7298 (2015).
23. M. Y. Melnikov, A. A. Shashkin, V. T. Dolgopolov, S.-H. Huang, C. W. Liu, and S. V. Kravchenko, Sci. Rep. **7**, 14539 (2017).
24. M. Y. Melnikov, A. A. Shashkin, V. T. Dolgopolov, A. Y. X. Zhu, S. V. Kravchenko, S.-H. Huang, and C. W. Liu, Phys. Rev. B **99**, 081106(R) (2019).
25. J. Falson, I. Sodemann, B. Skinner, D. Tabrea, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, M. Kawasaki, K. von Klitzing, and J. H. Smet, Nat. Mater. **21**, 311 (2022).
26. M. Y. Melnikov, A. A. Shakirov, A. A. Shashkin, S. H. Huang, C. W. Liu, and S. V. Kravchenko, Sci. Rep. **13**, 17364 (2023).
27. R. Fletcher, V. M. Pudalov, A. D. B. Radcliffe, and C. Possanzini, Semicond. Sci. Technol. **16**, 386 (2001).
28. V. J. Goldman, M. Santos, M. Shayegan, and J. E. Cunningham, Phys. Rev. Lett. **65**, 2189 (1990).
29. J. Campbell, M. D'Iorio, and V. Pudalov, Physica B: Condensed Matter **194–196**, 1241 (1994).

30. V. M. Pudalov and S. T. Chui, Phys. Rev. B **49**, 14062 (1994).
31. V. M. Pudalov, J. Phys. IV France **12**, 331 (2002).
32. T. Giamarchi, *Electronic glasses*, in *Quantum Phenomena in Mesoscopic Systems*, IOS Press (2003), p. 303.
33. M. S. Hossain, M. K. Ma, K. A. Villegas-Rosales, Y. J. Chung, L. N. Pfeiffer, K. W. West, K. W. Baldwin, and M. Shayegan, Phys. Rev. Lett. **129**, 036601 (2022).
34. P. T. Madathil, K. A. V. Rosales, Y. J. Chung, K. W. West, K. W. Baldwin, L. N. Pfeiffer, L. W. Engel, and M. Shayegan, Phys. Rev. Lett. **131**, 236501 (2023).
35. H. W. Jiang, H. L. Stormer, D. C. Tsui, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. B **44**, 8107 (1991).
36. V. T. Dolgopolov, G. V. Kravchenko, A. A. Shashkin, and S. V. Kravchenko, Phys. Rev. B **46**, 13303 (1992).
37. A. A. Shashkin, V. T. Dolgopolov, and G. V. Kravchenko, Phys. Rev. B **49**, 14486 (1994).
38. S. Marianer and B. I. Shklovskii, Phys. Rev. B **46**, 13100 (1992).
39. W. J. Yeh and Y. H. Kao, Phys. Rev. B **44**, 360 (1991).
40. G. Blatter, M. Y. Feigel'man, Y. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
41. V. V. Shmidt, *The physics of superconductors: introduction to fundamentals and applications*, Springer, Berlin (1997).
42. T. J. Bullard, J. Das, G. L. Daquila, and U. C. Tauber, Eur. Phys. J. B **65**, 469 (2008).
43. R. Heemskerk and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **58**, R1754 (1998).
44. M. Ovadia, B. Sacepe, and D. Shahar, Phys. Rev. Lett. **102**, 176802 (2009).
45. B. L. Altshuler, V. E. Kravtsov, I. V. Lerner, and I. L. Aleiner, Phys. Rev. Lett. **102**, 176803 (2009).
46. A. A. Shashkin, Phys. Usp. **48**, 129 (2005).
47. J. Jaroszyński, D. Popović, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. Lett. **89**, 276401 (2002).
48. J. Jaroszyński, D. Popović, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. Lett. **92**, 226403 (2004).
49. M. Y. Melnikov, A. A. Shashkin, V. T. Dolgopolov, S.-H. Huang, C. W. Liu, and S. V. Kravchenko, Appl. Phys. Lett. **106**, 092102 (2015).
50. V. T. Dolgopolov, M. Y. Melnikov, A. A. Shashkin, S.-H. Huang, C. W. Liu, and S. V. Kravchenko, Phys. Rev. B **103**, L161302 (2021).
51. M. Y. Melnikov, A. A. Shashkin, S.-H. Huang, C. W. Liu, and S. V. Kravchenko, Appl. Phys. Lett. **125**, 153102 (2024).
52. M. Y. Melnikov, V. T. Dolgopolov, A. A. Shashkin, S.-H. Huang, C. W. Liu, and S. V. Kravchenko, J. Appl. Phys. **122**, 224301 (2017).
53. M. Y. Melnikov, A. A. Shashkin, S.-H. Huang, C. W. Liu, and S. V. Kravchenko, Phys. Rev. B **109**, L041114 (2024).
54. F. I. B. Williams, P. A. Wright, R. G. Clark, E. Y. Andrei, G. Deville, D. C. Glattli, C. Dorin, C. T. Foxon, and J. J. Harris, Phys. Rev. Lett. **66**, 3285 (1991).
55. L. Engel, C.-C. Li, D. Shahar, D. Tsui, and M. Shayegan, Solid State Commun. **104**, 167 (1997).
56. P. D. Ye, L. W. Engel, D. C. Tsui, R. M. Lewis, L. N. Pfeiffer, and K. West, Phys. Rev. Lett. **89**, 176802 (2002).
57. G. Sambandamurthy, Z. Wang, R. Lewis, Y. P. Chen, L. Engel, D. Tsui, L. Pfeiffer, and K West, Solid State Commun. **140**, 100 (2006),
58. B.-H. Moon, L. W. Engel, D. C. Tsui, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. B **89**, 075310 (2014).
59. M. L. Freeman, P. T. Madathil, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, Y. J. Chung, R. Winkler, M. Shayegan, and L. W. Engel, Phys. Rev. Lett. **132**, 176301 (2024).
60. Y. Chen, R. M. Lewis, L. W. Engel, D. C. Tsui, P. D. Ye, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **91**, 016801 (2003).
61. R. M. Lewis, Y. Chen, L. W. Engel, D. C. Tsui, P. D. Ye, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **93**, 176808 (2004).
62. R. Lewis, Y. Chen, L. Engel, D. Tsui, P. Ye, L. Pfeiffer, and K. West, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures **22**, 104 (2004); 15th International Conference on Electronic Properties of Two-Dimensional Systems (EP2DS-15).
63. H. Zhu, Y. P. Chen, P. Jiang, L. W. Engel, D. C. Tsui, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **105**, 126803 (2010).
64. A. T. Hatke, Y. Liu, B. A. Magill, B. H. Moon, L. W. Engel, M. Shayegan, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and K. W. Baldwin, Nat. Commun. **5**, 4154 (2014).
65. B.-H. Moon, L. W. Engel, D. C. Tsui, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. B **92**, 035121 (2015).
66. K.-S. Kim and S. A. Kivelson, npj Quantum Mater. **6**, 22 (2021).
67. M. Y. Melnikov, D. G. Smirnov, A. A. Shashkin, S. H. Huang, C. W. Liu, and S. V. Kravchenko, arXiv:2504.02738 [cond-mat.strel].
68. M. Y. Melnikov, D. G. Smirnov, A. A. Shashkin, S.-H. Huang, C. W. Liu, and S. V. Kravchenko, Phys. Rev. B **111**, L041301 (2025).
69. A. A. Shashkin, M. Y. Melnikov, and S. V. Kravchenko, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures **168**, 116192 (2025).
70. C. Reichhardt and C. J. O. Reichhardt, Phys. Rev. B **106**, 235417 (2022).
71. C. Reichhardt and C. J. O. Reichhardt, J. Phys.: Condens. Matter **35**, 325603 (2023).
72. S. T. Chui and B. Tanatar, Phys. Rev. Lett. **74**, 458 (1995).