Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 7, с. 456 – 471 © 2022 г. 10 октября

Фазовое расслоение в двумерных электронных системах: экспериментальная картина явлений (Миниобзор)

В. М. Пудалов[1)]

Центр им. В. Л. Гинзбурга, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", 101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 августа 2022 г.
После переработки 30 августа 2022 г.
Принята к публикации 1 сентября 2022 г.

В обзоре рассмотрены ключевые экспериментальные результаты по выявлению и изучению свойств неоднофазного состояния, возникающего в двумерных электронных системах вследствие взаимной игры межэлектронных взаимодействий и беспорядка. В фокусе обзора – результаты, полученные на кремниевых полевых структурах (Si-МДП) с высокой подвижностью, в которых эффекты взаимодействия при низких концентрациях носителей проявляются наиболее ярко вследствие сильного e-e взаимодействия, многодолинного спектра и короткопериодного характера случайного потенциала. В обзоре описаны проявления фазового расслоения в транспорте, магнитотранспорте и термодинамике. Рассмотрение ряда экспериментальных результатов дополняется кратким обзором их теоретической интерпретации.

DOI: 10.31857/S1234567822190089, EDN: kiacku

В последнее время эффекты фазового расслоения вышли на авансцену в физике конденсированного состояния, привлекая пристальное теоретическое и экспериментальное внимание. Исторически первые и наиболее заметные эффекты фазового расслоения были обнаружены в манганитах [1], затем было обнаружено, что разделение фаз играет существенную роль в высокотемпературных сверхпроводниках [2, 3], низкоразмерных органических кристаллах [4] и т.п. В настоящее время стало совершенно ясно, что эффекты расслоения являются обыденностью, а не экзотикой.

В последнее время были опубликованы несколько обзоров [5, 6], в которых рассматриваются, главным образом, теоретические аспекты физики фазового расслоения. Данный обзор частично компенсирует этот пробел, рассматривая несколько ярких экспериментальных проявлений фазового расслоения в двумерных электроных (2DE) системах. Во всех рассмотренных примерах движущей силой расслоения является конкуренция беспорядка и межчастичных взаимодействий. Известно, что эффекты взаимодействия проявляются тем сильнее, чем ниже размерность системы.

I. Двумерные электронные системы с сильным взаимодействием: теория. Корреляции играют важную роль для электронов с парным потенциалом $1/r$, движущихся на фоне нейтрализующего заряда [7]. Их роль возрастает как с уменьшением концентрации n, так и размерности пространства, и может качественно изменять предсказания простых приближений, таких как приближение Хартри–Фока (HF) или случайных фаз RPA [7]. Взаимодействие обычно характеризуют безразмерным отношением r_s потенциальной энергии взаимодействия E_{ee} к кинетической энергии Ферми E_F; для электронов вблизи поверхности 001-Si $r_s = 2.63(10^{12}/n[\text{см}^{-2}])^{1/2}$ [8].

В сильно коррелированной электронной жидкости с низкой плотностью действует очень тонкий энергетический баланс, определяющий свойства системы, и для получения надежных результатов необходима высокая точность расчетов, которую обеспечивают, например, методы квантового Монте-Карло (QMC) [7]. В 2D системах взаимная игра беспорядка и электрон-электронных взаимодействий порождает множество ярких эффектов, некоторые из них рассматриваются ниже. Мы начнем с отрицательной сжимаемости электронной жидкости – эффекта, который "прокладывает дорогу" фазовому расслоению.

A. Отрицательная сжимаемость и фазовое расслоение: аналитические результаты. Обратная сжимаемость $(\partial\mu/\partial n)$ отражает изменение электрохимического потенциала системы электронов μ с их концентрацией n

1)e-mail: pudalov@lebedev.ru

$$\kappa^{-1} = n^2\left(\partial^2 E_{\mathrm{tot}}/\partial n^2\right) = n^2\left(\partial\mu/\partial n\right), \qquad (1)$$

где n – плотность носителей, а μ – электрохимический потенциал. Для невзаимодействующих электронов κ пропорциональна одночастичной плотности состояний D, которая в 2DE системе (2DES) не зависит от плотности, $D_2 = g_v m/(\pi\hbar^2)$, где g_v – кратность долинного вырождения ($g_v = 2$ для (001)-Si-МДП).

Эта картина, однако, резко изменяется при учете межэлектронного взаимодействия. Уже в начале 1980-х гг. было осознано, что сжимаемость 2DE системы может стать отрицательной при низких плотностях из-за электрон-электронных взаимодействий [9]. В отсутствии магнитного поля этот эффект обусловлен в первую очередь обменной энергией, а в сильных полях корреляционная энергия также становится существенной [10].

В рамках теории HF, для "чистой" системы (без беспорядка):

$$\partial\mu/\partial n = \pi\hbar^2/m - (2/\pi)^{1/2}\, e^2/4\pi\varepsilon n^{1/2}. \qquad (2)$$

Таким образом, при понижении концентрации сжимаемость неограниченно уменьшается и становится отрицательный. Смена знака сжимаемости означает, что при изменении концентрации электронов изменение потенциальной энергии за счет межэлектронного взаимодействия, имея противоположный знак, превышает изменение кинетической энергии. Изменение знака сжимаемости $(\partial\mu/\partial n)^{-1}$) было экспериментально обнаружено в 2D структурах Si-МДП в магнитном поле [11–13], и позже, в отсутствии магнитного поля, методом измерения глубины проникновения электрического поля [14–16] (см. в разделе II B).

B. Учет влияния беспорядка. Беспорядок неизбежно присутствует в реальных двумерных системах [17]. Сколь малыми бы ни были флуктуации потенциала в самых совершенных 2D структурах, они приводят к существенному изменению поведения термодинамики и транспорта в системе по мере уменьшения плотности носителей.

1. Результаты в рамках квантовых поправок взаимодействия и ренорм-групповой теории. Расчеты на "металлической" стороне (высокая проводимость $\sigma \times (h/e^2) = E_F\tau/\hbar \gg 1$), в рамках квантовых поправок и ренорм-группового подхода, не выявляют сингулярных поправок к сжимаемости в первом порядке по беспорядку $(E_F\tau/\hbar)^{-1}$ [18–22], и даже во втором порядке [23]. В [24, 25] были предприняты попытки рассмотрения взаимодействия и беспорядка и их влияния на термодинамические свойства. Однако, предсказанное в этой теории исчезновение сжимаемости при переходе системы в локализованное состояние не подтвердилось экспериментальными результатами (раздел II).

2. Результаты численных расчетов. Неограниченное падение κ^{-1} для чистой 2DE системы обрезается в присутствии беспорядка. Из уравнения состояния [т.е., $E(r_s)$], полученного в [26] для нормальной жидкости, была вычислена ее сжимаемость

$$\frac{\kappa_0}{\kappa} = 1 - \frac{\sqrt{2}r_s}{\pi} + \frac{r_s^4}{8}\left[\frac{d^2}{dr_s^2} - \frac{1}{r_s}\frac{d}{dr_s}\right]E_c. \qquad (3)$$

Здесь $\kappa_0 = \pi r_s^4/2$ – сжимаемость невзаимодействующей системы (рис. 1a), E_c – корреляционная энергия [26]. Из этой формулы следует, что сжимаемость становится отрицательной около $r_s = 2.03$, несколько раньше, чем 2.22 в приближении HF.

В работе [27] вычислены энергия основного состояния и сжимаемость 2DE системы для диапазона концентраций, включающего переход из "металлического" жидкого в локализованное состояние. Из вычислений в самосогласованном приближении HF и модели деформируемого желе, при низких плотностях найдено резкое изменение поведения электрохимического потенциала и расходимость обратной сжимаемости. Такое поведение и смена знака κ^{-1} качественно согласуется с наблюдаемым в экспериментах поведением κ^{-1} (см. раздел II).

Термодинамическая сжимаемость может быть легко вычислена из энергии основного состояния E_g:

$$\frac{\kappa_0}{\kappa} = -\frac{r_s^3}{8}\left[\frac{\partial E_g}{\partial r_s} - r_s\frac{\partial^2 E_g}{\partial r_s^2}\right]. \qquad (4)$$

Asgari и Tanatar [28] вычислили энергию основного состояния и сжимаемость в рамках DFT и DMFT. Результаты представлены на рис. 1b. Сплошная кривая изображает κ^{-1} для чистой системы. Влияние беспорядка учитывалось в двух моделях: (i) не зависящая от плотности частота рассеяния $\tau^{-1} = \gamma$ аналогично [24], и (ii) с γ зависящей от r_s посредством экранирования потенциала примесей. Точечная кривая – κ_0/κ – вычисленная с постоянной γ, остается отрицательной при низкой плотности, подобно результату для чистой системы. Однако, κ_0/κ, вычисленная с учетом экранированного примесного потенциала, проходит через минимум и начинает возрастать в положительные значения. Таким образом, резкий рост обратной сжимаемости при низких плотностях является эффектом только от беспорядка. С другой стороны, беспорядок не влияет на κ в диапазоне малых $r_s = 2 \div 4$.

Значение концентрации n, при которой κ^{-1} имеет минимум, зависит от плотности примесей n_i (см.

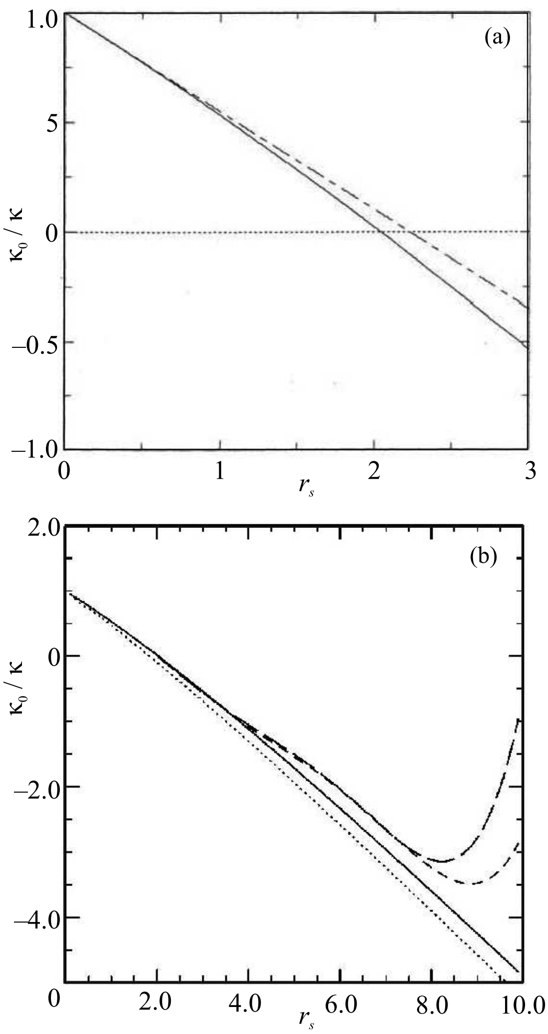

Рис. 1. (a) – κ_0/κ для 2DE системы в зависимости от r_s, вычисленная из (3). Штриховая линия – сжимаемость в приближении HF. Из работы [26]. (b) – κ_0/κ в более широком диапазоне r_s. Короткие и длинные штриховые линии – для концентрации примесей $n_i = 5 \times 10^{10}$ и 10^{11} см$^{-2}$, соответственно. Сплошная кривая – для системы без беспорядка. Точечная кривая вычислена с потоянной γ. Из работы [28]

рис. 1b). В экспериментах [29–31] обратная сжимаемость также демонстрирует резкий подъем после похождения минимума. Вначале [29], этот минимум рассматривался как термодинамический признак перехода металл-изолятор. Однако, в более поздних измерениях [30–32] и в теории [33, 28, 27, 34] эти два эффекта были разделены и аномальное поведение $1/\kappa$ было отнесено на счет неоднородного характера фазы изолятора (фазовое расслоение). Таким образом, вычисления [28] дают общую зависимость $1/\kappa(r_s)$, совпадающую с экспериментально наблюдаемой (раздел II B).

3. Численное моделирование в рамках теории нелинейного экранирования. В работе [33] с помощью приближения локальной плотности изучалось пространственное распределение плотности носителей и сжимаемость 2D электронной системы. Для этого, в рамках DFT вычислялась полная электронная энергия как:

$$E(n) = E_T(n) + E_{ee}(n) + E_d(n) + E_x(n) + E_c(n). \quad (5)$$

Здесь $E_T(n)$ – это функционал кинетической энергии, $E_{ee}(n)$ – прямая Кулоновская энергия вследствие неоднородности заряда, $E_d(n)$ – потенциальная энергия беспорядка, $E_x(n)$ и $E_c(n)$ – обменная и корреляционная энергия, соответственно. Пространственное распределение плотности носителей для основного состояния находилось путем минимизации функционала полной энергии по плотности. Беспорядок симулировался приложением к системе медленно изменяющегося случайного потенциала. Найдено, что при низких значениях средней плотности электроны образуют состояния "капель", в которых сосуществуют области с высокой и низкой плотностью. При вычислении полной обменной и корреляционной энергии использовалась интерполяция численного результата QMC, полученного Танатаром и Сеперли [26] для однородной 2DE системы.

В [33] было обнаружено, что аномалия сжимаемости, наблюдаемая в 2D системах, которая сопровождает переход металл-изолятор, может быть связана с образованием неоднородного (капельного) состояния вследствие влияния беспорядка при низких плотностях электронов. Рисунок 2 показывает распределение плотности в системе. Ясно видно, что электроны формируют области высокой концентрации, тогда как в других областях концентрация практически нулевая. В зависимости от средней плотности электронов в системе области с высокой плотностью могут быть связаны друг с другом ($r_s = 10$), или образовывать изолированные районы ($r_s = 19$). Существует некоторое значение плотности $r_s = 14$, где связность областей с высокой плотностью изменяется (происходит перколяционный переход).

Электрон-электронное взаимодействие важно для проводимости электронной системы с низкой средней плотностью в том смысле, что оно увеличивает протяженность областей с высокой локальной плотностью. Рисунок 3 показывает распределение локальной плотности для свободного электронного газа с той же самой средней плотностью, как и на рис. 2, полученное путем выключения электрон-электронного взаимодействия. В этом случае в системе образуются только некоторые

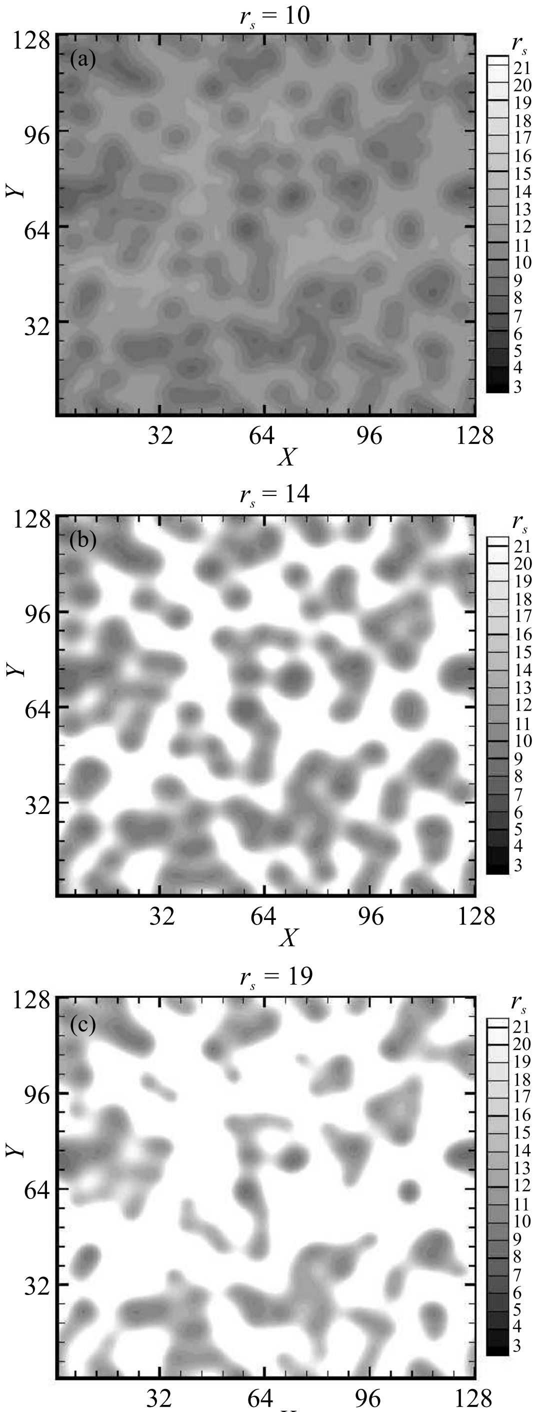

Рис. 2. Пространственное распределение локальной плотности электронов для различных значений их средней плотности. Контурный рисунок показывает локальный параметр $r_s = 1/\sqrt{\pi n}$. Плотность в белых областях быстро уменьшается до нуля. Размер системы выбран равным $L = 256a_B^*$. Потенциал беспорядка генерируется заряженными примесями с $n_i = 2.5 \times 10^{-3}/(a_B^*)^2$, расположенными на удалении от 2D плоскости $d = 10a_B^*$. Из работы [33]

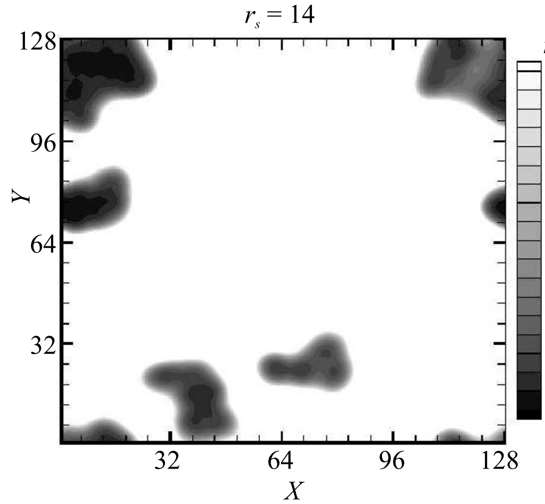

Рис. 3. Пространственное распределение локальной плотности для свободного электронного газа на том же самом потенциальном ландшафте, как на рис. 2 для $r_s = 14$. Из работы [33]

изолированные островки с высокой плотностью в наиболее разупорядоченных областях, тогда как во взаимодействующей системе с той же самой средней плотностью (рис. 2b) области с высокой локальной плотностью являются довольно протяженными. Другими словами, при данной силе беспорядка, критическая плотность для свободного электронного газа гораздо выше, чем для его взаимодействующего аналога.

II. Сжимаемость 2DE систем: экспериментальные результаты.

A. Емкостные измерения. В ранних экспериментах [11–13, 35, 36] информация о сжимаемости (или обратной плотности состояний) получалась из измерений емкости структур с затвором или из измерений изменения электрохимического потенциала в квантующих магнитных полях. Измеряемую емкость C МДП структуры с затвором можно рассматривать как последовательное соединение геометрической и "квантовой" частей:

$$C^{-1} = C_0^{-1} + e^2 S \left(\frac{\partial n}{\partial \mu}\right)^{-1}, \qquad (6)$$

где C_0 – емкость в пределе $\partial\mu/\partial n \to 0$, а S – площадь 2D системы. C_0 можно оценить как $C_0^{-1} = C^{-1}|_{B=0} - \left(e^2 S D_0\right)^{-1}$, где плотность состояний $D_0 = \partial n/\partial\mu|_{B=0} = 8.37 \times 10^{14}(m^*/m_e)\,\text{см}^{-2}\,\text{эВ}^{-1}$ [8]. Для того, чтобы отделить вторую ("квантовую") часть от геометрической емкости, результаты, измеренные в отсутствии поля, вычитались из результатов в магнитном поле. Поведение сжимаемости в нулевом поле оставалось недоступным.

На рисунке 4 изображена разность $\Delta C(n) = -(C - C|_{B=0})$, измеренная с Si-МДП структурой

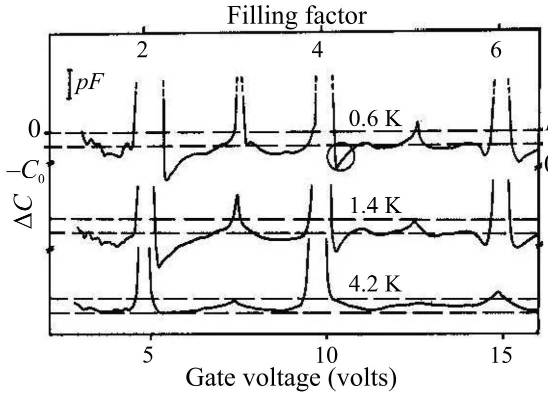

Рис. 4. Зависимость ΔC от V_g (пропорционально плотности) для трех температур, в поле 11.7 Тл. Верхняя горизонтальная шкала – коэффициент заполнения уровней Ландау. Из работы [11]

в зависимости от концентрации в фиксированном поле:

$$\Delta C(n) \approx \left(C^2/e^2S\right)\left[(\partial n/\partial\mu)^{-1} - D_0^{-1}\right].$$

При $T = 4.2$ K $\Delta C(n)$ согласуется с более ранними емкостными данными [37, 38, 39]. Однако, понижение температуры до 1.4 и 0.6 K приводит к появлению провалов с отрицательными значениями $(\partial n/\partial\mu)^{-1}$ по обе стороны от целочисленных факторов заполнения, в точном соответствии с теоретическим предсказанием [10]. В терминах [10] в общей энергии электронов к одночастичной энергии E_{1p} добавляется член E_{ee}. Соответственно, обратная плотность состояний

$$D^{-1} = D_{1p}^{-1} + G_{ee}^{-1}.$$

G_{ee} была оценена в [10] как:

$$G_{ee} = -(e^2\alpha/\varepsilon)\left(\{\nu\}n_B\right)^{3/2}, \qquad \{\nu\} \le \frac{1}{2},$$
$$= -(e^2\alpha/\varepsilon)\left[(1-\{\nu\})\, n_0^{3/2}\right], \qquad \{\nu\} \ge \frac{1}{2},$$

где $\nu = n/n_B$ – фактор заполнения уровней Ландау, $\{\nu\} = \nu - \mathrm{int}(\nu)$ – его дробная часть, n_B – кратность вырождения уровня, и α – безразмерная константа (= 2 для классического Кулоновского взаимодействия).

Обратная термодинамическая плотность состояний, соответственно, равна [10]:

$$D_{ee}^{-1} = -(3\alpha e^2/4\pi\varepsilon)\left(\{\nu\}n_B\right)^{-1/2}, \qquad \{\nu\} \le \frac{1}{2},$$
$$= -(3\alpha e^2/4\pi\varepsilon)\left[(1-\{\nu\})n_B\right]^{-1/2}, \{\nu\} > \frac{1}{2}. \quad (7)$$

Отрицательная сжимаемость сигнализирует тенденцию 2DE системы к нарушению однородного состояния. С другой стороны, зарядовая стабильность 2DE системы с отрицательной сжимаемостью обеспечивается нейтрализующим фоном. Для 2DE систем с затвором условие стабильности анализировалось в [40].

B. Измерения глубины проникновения поля. Доминирование большого геометрического члена в емкости 2DE структуры с затвором, измеряемой традиционным способом, заставляет для нахождения квантовой части D_{ee} изменять другие параметры, такие как магнитное поле [11–13, 36], температура [41, 42] и т.п., и затем вычитать большой постоянный член. Такой метод имеет несколько недостатков. Во-первых, геометрический член обычно точно не известен и его вычитание вносит неопределенности. Во-вторых, гометрический член, в действительности, может и не оставаться постоянным при изменении внешних параметров, например магнитного поля. В-третьих, возбуждаемые в 2DE слое вихревые токи [43] медленно затухают, затрудняя модуляционные емкостные измерения при низких температурах в квантующем магнитном поле.

Метод "плавающего затвора", разработанный в [44], не требует модуляции поля или модуляции плотности и поэтому может быть использован для измерений электрохимического потенциала 2DE системы даже в режиме квантового эффекта Холла [45, 46].

Альтернативный метод измерения проникновения поля, введенный Эйзенштейном [14, 15], обеспечивает автоматическое вычитание геометрического члена. Это достигается использованием двухслойной 2D-системы и измерением доли переменного электрического поля δE_0, проникающего в один слой и детектируемого вторым. На вставке к рис. 5 показана схема измерений. Переменное поле δE_p проникает через верхний слой и вызывает протекание тока через внешний импеданс Z, генерируя детектируемое напряжение V_{sig}. В нижней части рис. 5 показана зависимость измеренного проникающего поля от напряжения на затворе или электронной плотности верхнего 2DE слоя. Это проникающее поле и есть мера экранирующей способности электронов, которая обратно пропорциональна κ. Главное преимущество этого экспериментального подхода заключается в том, что он обеспечивает прямое получение $\partial\mu/\partial n$ для верхнего 2DE слоя без какого-либо вычитания

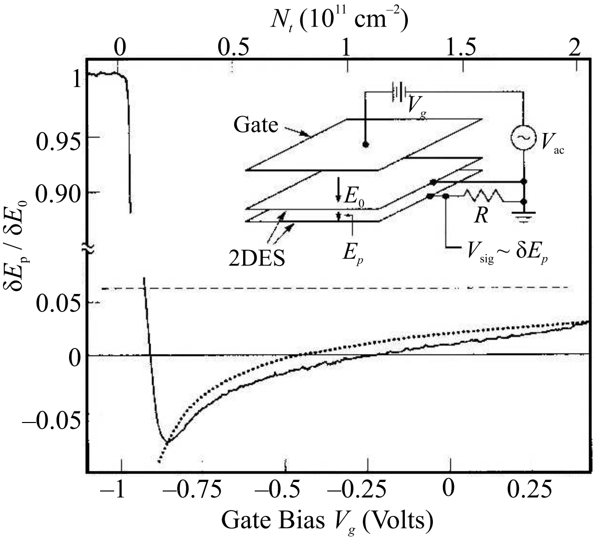

Рис. 5. Нормированное проникающее поле $\delta E_p/\delta E_0$ в зависимости от напряжения на затворе при $B = 0$ и $T = 1.2$ K. Точечная кривая вычислена с использованием результатов [26]. Верхняя ось соответствует плотности верхней 2DE системы. Штриховая линия - невзаимодействующая система. Вставка – схема измерений. Из работы [14]

геометрического вклада. В работе [29] метод измерения проникающего поля был модифицирован для измерений с гетероструктурой с только одним слоем носителей.

Если бы 2DE система была невзаимодействующей, то проникающее в нижний слой поле составляло бы несколько процентов и было бы положительным. Этот результат качественно изменяется е-е-взаимодействием, которое делает наблюдаемое дифференциальное проникающее поле отрицательным.

Наблюдаемый минимум в сжимаемости [15] вызвал большой интерес, когда авторы [29] сообщили, что в некоторых образцах минимум практически совпадает с переходом металл-изолятор в транспорте. Это совпадение вначале рассматривалось как термодинамическое свидетельство вызванного взаимодействием фазового перехода [47, 24]. Однако, позже в работе [32] авторы на нескольких образцах измерили одновременно сжимаемость, емкость и сопротивление $\rho(T)$ в окрестности перехода металл-изолятор. В результате было показано, что совпадение в некоторых образцах двух эффектов, минимума обратной сжимаемости и изменения знака $d\rho/dT$, является случайным.

C. Измерения локальной сжимаемости. Ilani и др.. [30, 31] провели локальные измерения $\partial\mu/\partial n$ в широком диапазоне плотностей, включая локализованное состояние. В измерениях использовались одноэлектронные транзисторы (SET), расположенные непосредственно над двумерным дырочным газом (2DHG) структур GaAs/AlGaAs. Этот метод позволил исследовать локальное поведение $\partial\mu/\partial n$, а также его пространственные вариации. В состоянии равновесия энергия Ферми постоянна по всему образцу, поэтому изменение $\mu(n)$ вызывает изменение электростатического потенциала, которое легко найти путем измерения изменения тока через SET. Пространственное разрешение, определяемое размером SET и его расстоянием от 2DHG, составляло 0.1×0.5 мкм^2.

В “металлическом” режиме высокой плотности, в отличие от ожидаемого результата HF для чистой системы, измеренная зависимость $\mu(n)$ имеет кусочный характер с длинными пилообразными колебаниями. В локализованном состоянии на них накладывается новый набор быстрых пилообразных колебаний (рис. 6b) с характерным периодом на порядок меньше и амплитудой, нарастающей с понижением плотности.

Пилообразный профиль напоминает зависимость электрохимического потенциала квантовой точки от числа электронов [48] и, следовательно, указывает на существование дискретных событий перезарядки. Таким образом, измеряемое значение μ для 2DHG не возмущается вдоль участков с отрицательными наклонами, пока между 2DHG и SET не возникает определенное смещение, делающее перезарядку промежуточного локализованного состояния энергетически выгодной. Это приводит к резкому падению электростатического потенциала, после чего μ продолжает изменяться плавно до следующего события в экранировке.

Авторы [30] реконструировали базовую зависимость $\mu(n)$ путем сборки сегментов воедино; результаты показаны на рис. 7 для пяти SET, расположенных на расстоянии друг от друга. В “металлическом” режиме (высокая плотность) все данные коллапсируют на одну кривую на рис. 7, которая довольно близка к предсказанию модели HF.

Для локализованной фазы, предполагая, что новая серия пилообразных осцилляций происходит от экранирования ловушек заряда, авторы нанесли их наклоны, $\partial\mu/\partial n$, на один график (рис. 7). В локализованной фазе знак наклона заранее не известен, поэтому на рис. 7 приведены абсолютные значения наклонов. Отклонения от зависимости HF достигают порядка величины при наинизшей плотности и свидетельствуют об изменении экранирующих свойств 2DHG при переходе в локализованное состояние.

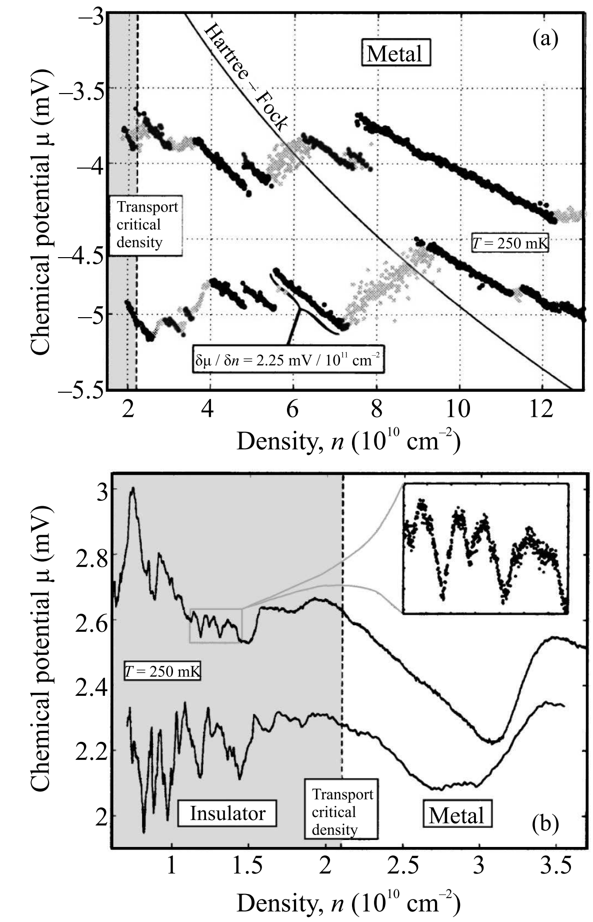

Рис. 6. (a) – Измеренная зависимость $\mu(n)$ в металлическом режиме (точки) и вычисленная зависимость в приближении HF (1) для "чистой" системы (сплошная линия). Измеренные отрицательные наклоны выделены темными символами для того, чтобы продемонстрировать их схожесть с моделью HF. (b) – Измеренная зависимость $\mu(n)$ по обе стороны от MIT. Вставка: увеличенная область данных в режиме изолятора. Из работы [30]

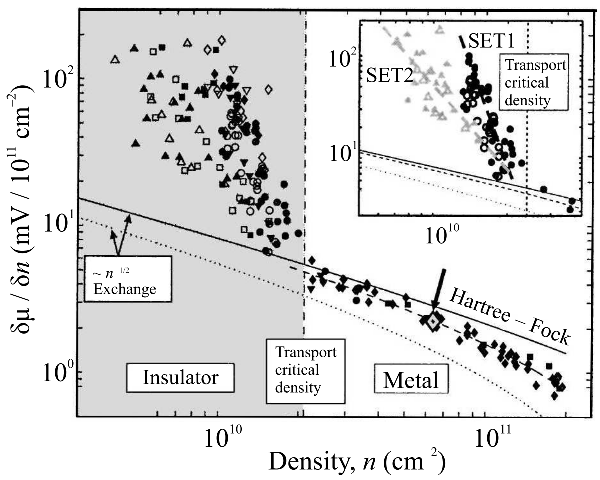

Рис. 7. Зависимость $|d\mu/dn|$, собранная из данных от нескольких SET на наескольких образцах. В режиме изолятора величина $|d\mu/dn|$ характеризует как отрицательные, так и положительные наклоны. Каждая точка соответствует сегменту на исходной зависимости $\mu(n)$. Точка, отмеченная стрелкой отвечает отмеченному сегменту на рис. 6a. Вставка: результаты для двух SET на одном и том же образце демонстрируют пространственную зависимость $|d\mu/dn|$ в состоянии изолятора. Из работы [30]

Флуктуации величины наклонов в состоянии изолятора (рис. 7) указывают на мезоскопические эффекты. Усредненное поведение $\partial\mu/\partial n$ в состоянии изолятора зависит от положения SET (вставка на рис. 7), свидетельствуя о пространственно неоднородном состоянии 2DE системы.

Локальные измерения [31] высветили важную роль ловушек заряда в термодинамике основного состояния 2DE системы. Это может иметь прямое отношение к моделям фазового расслоения, в которых 2DE жидкость и заряженные ловушки находятся в равновесии, в частности [49, 50]. Таким образом, в металлической фазе $\partial\mu/\partial n$ в среднем следует HF модели, свидетельствуя о том, что она пространственно почти однородна. Фаза же изолятора, напротив, является существенно пространственно неоднородной.

III. Эффекты фазового расслоения в термодинамике и транспорте: эксперимент.

A. Обнаружение "спиновых капель" из термодинамических измерений спиновой намагниченности. Метод термодинамических измерений $\partial\mu/\partial B$ был предложен и обоснован в [51, 52]. Для того, чтобы исследовать чисто спиновую восприимчивость, без орбитального вклада, измерения в [51, 52] проводились в магнитном поле $B_\parallel$, ориентированном строго параллельно 2D плоскости. В [52] измерялся ток перезарядки Si-МДП структуры с затвором $\delta I = [i\omega C_0 \delta B/e](\partial\mu/\partial B)$ при модуляции магнитного поля с амплитудой δB, где C_0 – известная емкость структуры "затвор – 2DE система". Из тока перезарядки находилась $\partial\mu/\partial B$, которая, вследствие соотношения Максвелла, $\partial M/\partial n = -\partial\mu/\partial B$, прямо дает намагниченность на электрон $\partial M/\partial n$.

Для изучения эффектов взаимодействия в работе [53] измерения проводились в слабых полях, $g\mu_B B \leq k_B T$. При больших плотностях (малых r_s) $\partial M/\partial B$ имеет отрицательный знак, как и ожидается для Ферми жидкости (см. раздел I), а при понижении плотности $\partial M/\partial n$ становится положительной и гораздо большей, чем можно ожидать для восприимчивости Паули [53]. При увеличении поля (но при соотношении $g\mu_B B < k_B T$), $\partial M/\partial n$ быстро увеличивается и превышает магнетон Бора более чем в 2 раза при низких температурах (рис. 8).

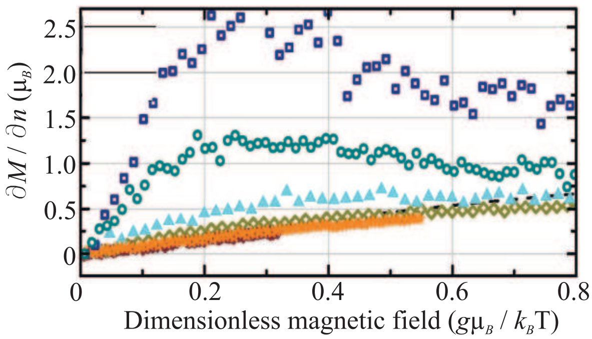

Рис. 8. (Цветной онлайн) Намагничивание на электрон $\partial M/\partial n$ в слабом магнитном поле в зависимости от поля, нормированного на температуру $b = g\mu_B B/k_B T$ для плотности электронов 5×10^{10} см$^{-2}$ при нескольких температурах ($T = 0.8$, 1.2, 1.8, 4.2, 7, 10, 24 K, сверху вниз). Из работы [53]

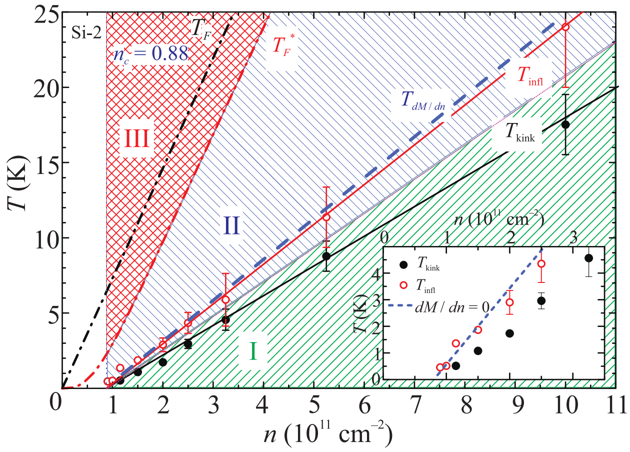

Рис. 9. (Цветной онлайн) Эмпирическая фазовая диаграмма 2DE системы. Заштрихованные области: I – баллистический режим взаимодействий; II – режим аномального магнитосопротивления; III – невырожденный режим. Незакрашенная область при $n < n_c$ — локализованное состояние. Сплошные точки: температура "изгиба" $T_{\rm kink}$; пустые кружки: точка перегиба $T_{\rm infl}$. Штрихпунктирные кривые отмечают расчетные значения зонного (T_F) и перенормированного (T_F^*) значения температуры Ферми. Вставка показывает увеличенную область низких плотностей; штриховая линия – $T_{dM/dn}$ [53]. Из работы [54]

Такое поведение $\partial M/\partial n$ походит на зависимость ожидаемую для свободных спинов [53]. Однако, тот факт, что $\partial M/\partial n$ превышает магнетон Бора, прямо указывает на ферромагнитное упорядочение электронных спинов. Кривые намагничивания $\partial M/\partial n$ (рис. 8) насыщаются в поле $b = \mu_B B/(k_B T) \sim 0.25$, сигнализируя, что частицы, которые реагируют на модуляцию поля и перезаряжаются, имеют спин, равный $1/(2b) \approx 2$, а не $1/2$. Этот результат является прямым свидетельством возникновения в 2D системе двухфазного состояния, состоящего из парамагнитной Ферми жидкости (FL) и ферромагнитных доменов ("спиновых капель") с полным спином ~ 2, состоящих, соответственно, из 4-х или более электронов.

Существование двухфазного состояния не является исключительным свойством локализованного (по критериям транспорта) состояния с низкой плотностью. Спиновые капли детектировались в [53] в широком диапазоне плотностей, вплоть до $n \approx 2 \times 10^{11}$ см$^{-2}$, т.е. в два раза выше критической плотности перехода в локализованное состояния, иначе говоря в режиме высокой "металлической" проводимости $\sigma \sim 80e^2/h$.

B. Эффекты фазового расслоения в транспорте заряда. В работе [54] были обнаружены несколько взаимосвязанных особенностей в магнитотранспорте, транспорте в отсутствии поля и термодинамической спиновой намагниченности в 2DE коррелированной системе. Более детально: (i) в магнитопроводимости (MC), в параллельном поле обнаружено установление нового режима выше некоторой температуры $T_{\rm kink}(n)$, зависящей от плотности. (ii) Температурная зависимость сопротивления в нулевом поле примерно при этих же темпераурах $T_{\rm infl}(n) \approx T^*$ имеет точку перегиба. (iii) В термодинамических измерениях восприимчивость на электрон, $\partial\chi/\partial n \equiv \partial^2 M/\partial B\partial n$, изменяет знак при $T_{dM/dn} \approx T^*$ [53].

Все три характерные температуры, $T_{\rm kink}$, $T_{\rm infl}$ и $T_{dM/dn}$ близки друг к другу и наблюдаются только в режиме сильных межэлектронных корреляций. Ниже показано, что эти особенности удается описать в рамках модели фазового расслоениея.

1. Магнитотранспорт в параллельном поле. Особенности магнитотранспорта в параллельном поле и транспорта в нулевом поле требуют более детального рассмотрения. В традиционной теории квантовых поправок взаимодействия (IC) [55], в наинизшем порядке изменения MC в слабом поле $g\mu_B B_\parallel < k_B T \ll k_B T_F$ является параболическим. Это ясно из соображений симметрии, а также следует из теории IC, или из теории температурно-зависимого экранирования [56, 57].

$$\sigma = \sigma_0 - a_\sigma B^2 + \mathcal{O}\left(B^2\right); \quad \rho = \rho_0 + a_\rho B^2 + \mathcal{O}(B^2), \quad (8)$$

Здесь

$$a_\sigma \equiv -\frac{1}{2}\frac{\partial^2\sigma}{\partial B^2}\bigg|_{B=0} = \frac{1}{2\rho^2}\frac{\partial^2\rho}{\partial B^2}; \quad a_\rho \equiv \frac{1}{2}\partial^2\rho/\partial B^2\bigg|_{B=0}.$$

В работе [54] детально изучалось магнитосопротивление в терминах коэффициента $a_\sigma(T,n)$. В теории IC изменение $\sigma(T,B)$ для 2DE системы описывается суммой одночастичной интерференционной поправки и поправок от е-е взаимодействия [58, 55]

$$\Delta\sigma(T) \approx \Delta\sigma_C(T,B) + n_T(B)\Delta\sigma_T(T,B) + O\left(\frac{1}{k_F l}\right).$$

Здесь первый член объединяет одночастичную интерференционную поправку и поправку взаимодействия в синглетном канале, а второй член – это поправки взаимодействия в триплетных каналах, $k_F l \gg 1$ – безразмерная проводимость. В рамках того же подхода, МС в слабом поле, параллельном 2D плоскости связано с зависимостью от поля эффективного числа триплетных каналов, которое, в свою очередь, определяется Зеемановским расщеплением [55].

В результате, поправки первого порядка $\Delta\sigma(B,T) \equiv \sigma(T,B) - \sigma(T,0)$ за счет взаимодействия в диффузионном и баллистическом режимах [55] могут быть выражены в терминах a_σ следующим образом:

$$a_\sigma(T) \propto \begin{cases} (1/T)^2, & T\tau \ll 1 \\ (1/T), & T\tau \gg 1. \end{cases} \tag{9}$$

Точные выражения для поправок приведены в [55].

Таким образом, согласно предсказаниям теории IC, с *ростом* температуры, МС должно трансформироваться от зависимости $(1/T^2)$ к $(1/T)$. Эти предсказания теории хорошо подтверждаются измерениями на образцах Si-МДП с низкой подвижностью (большие плотности, слабое взаимодействие) [54]. В противоположность этому, для образцов с высокой подвижностью (низкие плотности, сильное взаимодействие), как показано на рис. 10, *с ростом температуры* $a_\sigma(T)$ изменяется от обычной зависимости баллистического типа $-(B^2/T)$ к аномальной зависимости $-(B^2/T^2)$. Несмотря на отсутствие перегрева электронов [59], диффузионный режим МС в структурах с высокой подвижностью не наблюдается вплоть до $T = 0.3$ К.

Из рисунка 10 видно, что зависимость баллистического типа $a_\sigma \propto T^{-1}$ протягивается до температур 1.5–2 К (которые на порядок больше, чем ожидаемая граница диффузия/баллистика, $T_{\text{db}} \approx 0.2$ К) [54], а затем резко изменяется на новый непредвиденный

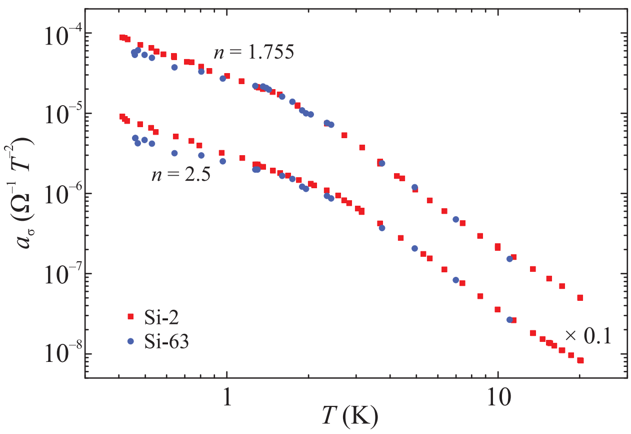

Рис. 10. (Цветной онлайн) Сравнение температурных зависимостей коэффициента $a_\sigma(T)$ для двух образцов, и для двух значений плотности (в единицах 10^{11} см$^{-2}$). Кривые отмасштабированы для ясности на коэффициент, указанный рядом с каждой кривой. Цитировано из [54]

тип зависимости $a_\sigma(T) \propto T^{-2}$. Это поведение даже качественно не согласуется с теорией (9). Кроссовер на рис. 10 устанавливается довольно резко, как излом на двойном логарифмическом графике. Этот излом и общее поведение воспроизводимо наблюдалось на нескольких образцах с высокой подвижностью в широком диапазоне плотностей. В следующем разделе показано, что наблюдаемый эффект в магнитном поле связан с установлением двухфазного состояния.

2. Транспорт в нулевом поле. В этом разделе анализируются $\rho(T)$ и $\sigma(T)$ зависимости в нулевом поле. Для Si-МДП структур с высокой подвижностью изменения $\rho(T)$ и $\sigma(T)$ при $B = 0$ (см. рис. 11) велики (до 10 раз), не позволяя применять теорию квантовых поправок.

Каждая из $\rho(T)$ зависимостей для различных значений плотности имеет две характерные точки: $T_{\max}$ – максимум $\rho(T)$, и T_{infl} – точка перегиба [60, 61]. Тогда как $T_{\max}$ имеет порядок перенормированной энергии Ферми, точка перегиба соответствует более низким температурам, в заведомо вырожденном режиме. Важно, что точка перегиба оказывается близкой к температуре излома зависимостей $a_\sigma(T)$ (см. рис. 9 и 11). Кроме того, $T^*(n)$ много больше температуры "декогерентности", при которой исчезает фазовая когерентность (определенная как $\tau_\varphi(T) = \tau$ [62]), подтверждая, что излом, перегиб и смена знака $\partial\chi/\partial n$ не имеют отношения к поправкам за счет одночастичной интерференции [62–65].

Как видно из рис. 11, температурная зависимость $\rho(T)$ является монотонной вплоть до $T = T_F$ и имеет

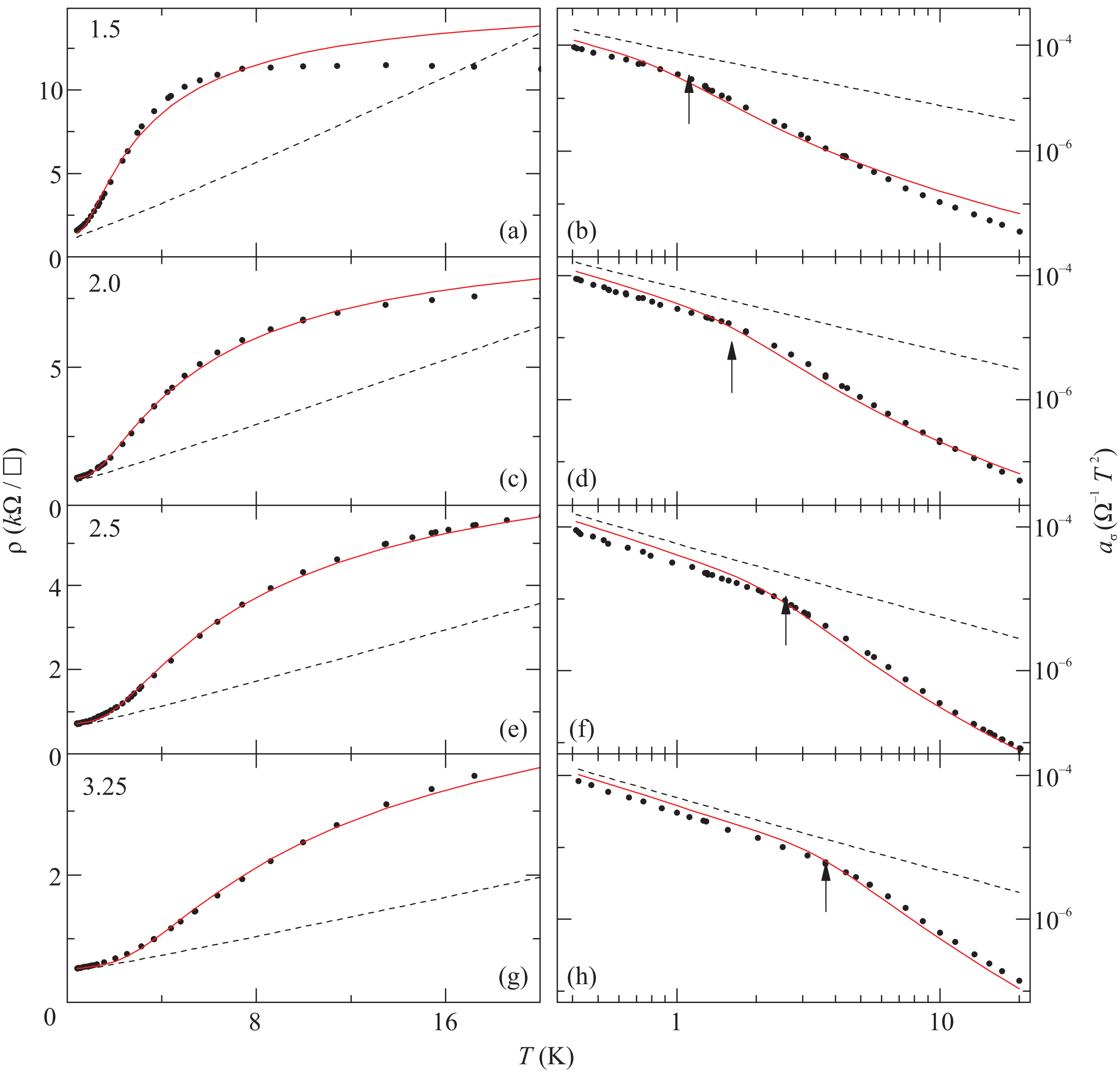

Рис. 11. (Цветной онлайн) Аппроксимация зависимостей $\rho(T, B=0)$ (слева) и $a_\sigma(T)$ (справа) с одним и тем же набором подгоночных параметров. Плотность носителей (сверху вниз) $n = 1.5, 2.0, 2.5$ и 3.25×10^{11} см$^{-2}$. Штриховые линии на левых панелях – вычисленные IC поправки в баллистическом режиме. Вертикальные стрелки на правых панелях отмечают положения изломов. Из [54]

одну и ту же аддитивную функциональную зависимость в широком диапазоне плотностей:

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_1 \exp(-\Delta(n)/T),$$
$$\Delta(n) = \alpha(n - n_c(B)), \qquad (10)$$

где $\rho_1(n, B)$ – медленно убывающая функция n, а $\rho_0(n, T)$ включает сопротивление Друде и квантовые поправки, как одночастичные, так и многочастичные. Хотя данная эмпирическая температурная зависимость сопротивления была предложена в [66] из других соображений, она хорошо описывает $\rho(T)$ для различных 2D систем [66–73].

Эмпирическая форма (10) удовлетворяет общим требованиям симметрии поведения транспорта в окрестности критической точки перехода металл-изолятор [74, 61]. Эта форма подразумевает 2-х канальное рассеяние и, следовательно, согласуется с представлением о двухфазном состоянии 2D системы (правило Матиссена). Как отмечено выше, изменение $\rho(T)$ (и $\sigma(T)$) с температурой (рис. 11) велико, поэтому поправки первого порядка по $T\tau$, конечно, не могут его описать. Функциональная зависимость (10) с экспоненциальным членом правильно описывает точку перегиба $\rho(T)$, а также ее линейную зависимость от плотности [66, 75]. Очевидно, что в этой модели $T_{\text{infl}} = \Delta/2$. Для учета магнитного поля и, следуя результатам [75], в (Δ/T) включены все четные по B члены низшего порядка:

$$\Delta(T,B,n)/T = \Delta_0(n)/T - \beta(n)B^2/T - \xi(n)B^2/T^2, \tag{11}$$

с $\Delta_0 = \alpha[n - n_c(0)]$.

Формулы (10) и (11) связывают температурные зависимости магнитопроводимости и $\rho(T)$. Объединяя (10) и (11), получаем

$$\rho(B,T) = [\sigma_D - \delta\sigma \cdot \exp(-T/T_B)]^{-1} + \\ + \rho_1 \exp\left(-\alpha\frac{n-n_c(0)}{T} - \beta\frac{B^2}{T} - \xi\frac{B^2}{T^2}\right). \tag{12}$$

Первый член включает проводимость Друде и квантовые поправки [58, 55], плавно обрезаемые при $T = T_B \approx \Delta/2$. В [54] $\delta\sigma(B,T)$ была вычислена, используя экспериментально измеренные значения Ферми-жидкостных констант $F_0^\sigma(n)$ [76, 65], а также σ_D, определенное согласно алгоритму [77].

Коэффициент $a_\sigma = -(1/2)\partial^2\sigma/\partial B^2$, вычисленный из (12), показан на рис. 11 в сравнении с экспериментальными данными. При аппроксимации $\rho(T)$ (рис. 11a, c, e, g) использовался только один подгоночный параметр $\rho_1(n)$ для каждой плотности. $n_c(0)$ определялось из обычного скейлингового анализа при $B = 0$ [61], а наклон $\alpha = 2\partial T_{\text{infl}}(n)/\partial n$ может быть определен из рис. 9.

Как видно, обе измеренные зависимости $\rho(T)$ и $a_\sigma(T)$ хорошо аппроксимируются данной моделью с одними и теми же параметрами; модель правильно описывает резкую зависимость $\rho(T)$, ее перегиб, а также излом на зависимости $a_\sigma(T)$. Очевидно, что в рамках данной модели изгиб соответствует переходу от низкотемпературного режима МС (с доминирующей линейной зависимостью $\sigma(T)$) к "высокотемпературному" режиму с экспоненциальной зависимостью $\rho(T)$. Подчеркнем, что оба режима не имеют отношения к диффузионному режиму взаимодействия. Этот важный вывод ставит под сомнение ранние попытки применения даухпараметрического скейлинга для описания магнитосопротивлении $\sigma(B)$ и температурной зависимости $\rho(T)$ в рамках ренормгруппы.

Таким образом, в рамках феноменологической двухфазной модели с двумя каналами рассеяния удается объяснить все наблюдаемые особенности в транспорте и магнитотранспорте в параллельном поле. Важно, что их характерные температуры близки к температуре кроссовера $T_{dM/dn}(n)$, где спиновая намагниченность на электрон изменяет знак [53] (вставка на рис. 9). Физически это означает, что при температурах ниже $T_{dM/dn}(n)$ коллективные капли с большим спином (миноритарная фаза) "плавятся" при увеличении плотности. Другими словами, электроны, добавляемые в Ферми-жидкость, улучшают экранирование, содействуя исчезновению спиновых капель. При температурах выше $T_{dM/dn}(n)$, напротив, число спиновых капель растет с повышением плотности; в этом случае добавляемые в 2D систему электроны предпочитают объединяться в новые спиновые капли. В [54] был сделан вывод, что T^* может быть связано с усредненным энергетическим спектром SD фазы.

C. Эффекты фазового расслоения в спиновой восприимчивости. С помощью методики с управляемым вектором поля в работе [50] были прецизионно измерены осцилляции Шубникова–де Гааза (ШдГ) при различных магнитных полях в 2D плоскости. Ранее [76, 78, 79] было показано, что осцилляции $\delta\rho_{xx}$ хорошо аппроксимируются формулой Лифшица–Косевича [78–81]; это позволяет определять с высокой точностью спиновую восприимчивость χ^* ($\sim 1\,\%$) и плотность носителей n_{SdH} из биений осцилляций.

Рисунок 12 показывает основной результат [50] – резкая немонотонная зависимость χ^* от магнитного поля в плоскости. Характерные изменения $\delta\chi^*(B)/\chi^*(0)$ составляют $\sim 25\,\%$ при низкой плотности, снижаясь до $\sim 6\,\%$ при высоких плотностях $10 \times 10^{11}\,\text{см}^{-2}$. Эти результаты [50] в пределе $B_\parallel \to 0$ совпадают с ранее измеренными значениями [76, 65]. Характерное поле минимума $\chi^*(B)$, $B_\parallel \sim 1$ Т для $n = (1.1 - 2) \times 10^{11}\,\text{см}^{-2}$, гораздо меньше поля полной спиновой поляризации 2DE системы $B_p \sim 20$Т. Известно, что для однородной Ферми жидкости есть только одно характерное поле – B_p.

Изменения $\delta\chi^*(B)$, найденные из осцилляций ШдГ, характеризуют только подвижные электроны. Ключем к объяснению этого эффекта является корреляция $\delta\chi^*(B)$ с изменением плотности делокализованных носителей δn_{SdH} (рис. 13b), и с термодинамической намагниченностью коллективных локализованных состояний $M(B)$ (рис. 8c) [53]. Такая корреляция подсказывает, что наблюдаемые изменения свойств делокализованных состояний вызваны изменением намагниченности локализованных состояний и, как следствие, перераспределением носителей между двумя подсистемами. Диапазон доступных плотностей, где удается измерять $\delta n_{\text{SdH}}(B_\parallel)$, ограничен, так как при приближении к критической плотности перехода в локализованное состояние приложение поля в плоскости быстро приводит к полной локализации [82–85].

Из наблюдаемого при сверхнизких температурах перераспределения плотности между двумя подси-

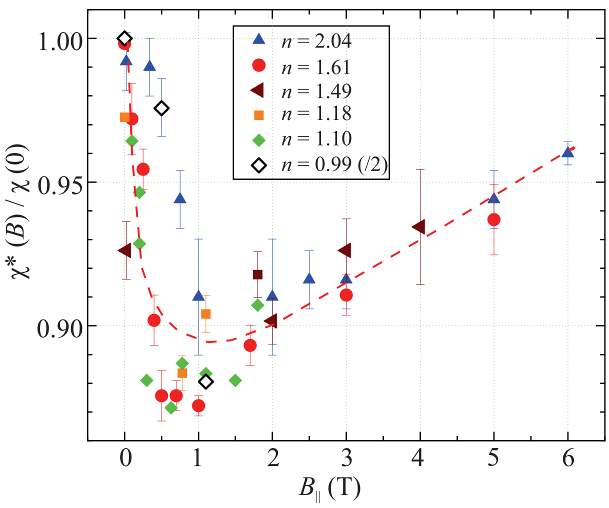

Рис. 12. (Цветной онлайн) Сводка зависимостей $\chi^*(B_\parallel)/\chi^*(0)$ для двух образцов и нескольких значений плотности. Для наинизшей плотности $n = 0.99$, изменения $\chi^*(B)/\chi^*(0)$ уменьшены в 2 раза. Плотность – в единицах 10^{11} см$^{-2}$, $T = 0.1$ К. Из [50]

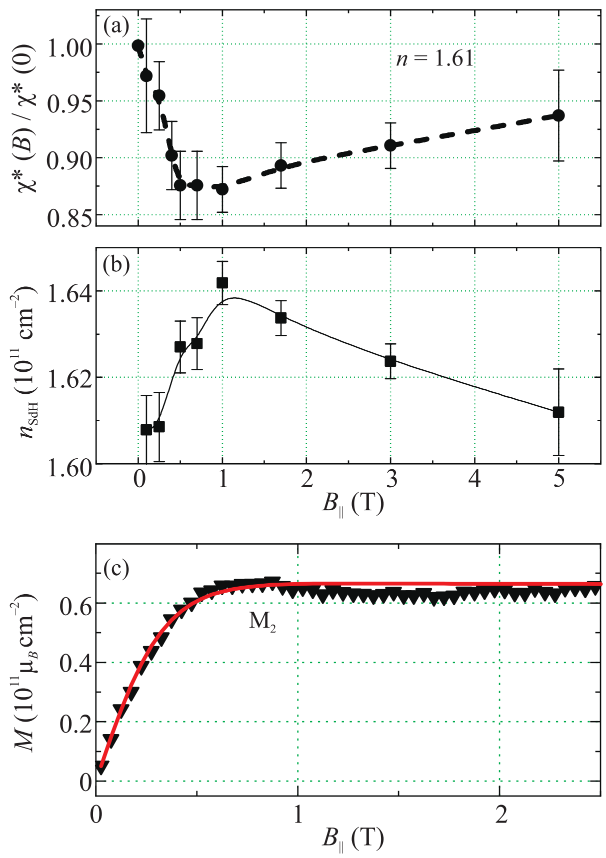

Рис. 13. (Цветной онлайн) Корреляция между зависимостями от магнитного поля $B_\parallel$ для: (a) – $\chi^*(B)/\chi^*(0)$; (b) – плотности n_{SdH}; (c) – спиновой намагниченности $M(B)$ (черные символы). Красная кривая – $\tanh(\mu_B B/k_B T)$ – аппроксимация данных $M(B)$. Концентрация $n_0 = 1.6 \times 10^{11}$ см$^{-2}$ для (a) и (b), и $1.4 \times \times 10^{11}$ см$^{-2}$ для (c), $T = 0.1$ К. Из [50]

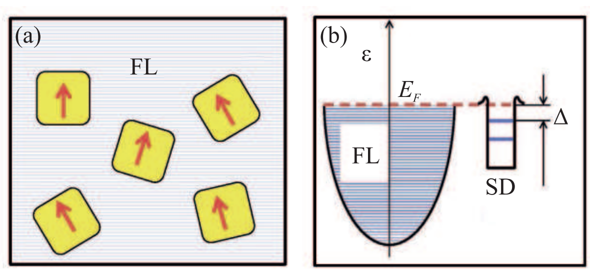

Рис. 14. (Цветной онлайн) (a) – Схематическое пространственное устройство двухфазного состояния и (b) – его энергетическая диаграмма. Из [50]

стемами следует, что локализованные SD состояния расположены по энергии вблизи уровня Ферми. Никакой зависимости от температуры не обнаружено для δn_{SdH} в диапазоне $0.1 - 0.5$ К, следовательно, перераспределение происходит посредством упругого туннелирования. Схематическая диаграмма, иллюстрирующая это двухфазное состояние, приведена на рис. 14. Отметим, что данная диаграмма резко отличается от традиционной модели локализованных за счет беспороядка одночастичных состояний вблизи хвоста зоны проводимости [8, 86, 87].

Следует отметить, что концентрация, определяемая из осцилляций ШдГ в системе с фазовым расслоением, определяется локальной плотностью в Ферми-жидкостных областях, в которых носители обладают наибольшим временем релаксации, а совсем не полной плотностью (определяемой из измерений емкости или тока перезарядки), и также не средней плотностью. Такая картина сохраняется до тех пор, пока области делокализованных состояний ("озера" Ферми жидкости, FL) распространяются на размере образца.

Отметим также, что перераспределение носителей между двумя фазами не легко определить другими методами: например, емкостные измерения на частотах $10^1 - 10^5$ Гц дают информацию о всех носителях, которые перезаряжаются на временах модуляции, т.е. как делокализованных (с $\tau \sim$ps), так и SD состояниях. Холловские измерения также не могут пролить свет на распределение плотности делокализованных и SD состояний, поскольку Холловское напряжение перестает быть связанным с плотностью носителей при приближении к локализованному состоянию [88].

Измерения [50] были проведены на МДП структуре при фиксированном напряжении на затворе V_g и при варьировании $B_\parallel$ и T. В таких условиях в МДП структуре полный заряд постоянен, поэтому изменение плотности ($\delta n_{\rm SdH}$) в FL-областях может происходить только путем перетекания носителей в локализованные области (SD) и обратно [42, 53].

Для описания полученных данных в работе [50] была предложена простая модель сосуществования двух фаз в термодинамическом равновесии. Эта модель, как оказалось, описывает результаты качественно, используя параметры, определенные из эксперимента. В частности, зависимость $n_{\rm FL}(B)$, вычисленная в этой модели для типичной плотности $1.4 \times \times 10^{11}$ см$^{-2}$ показана на рис. 15. Как видно, она согласуется с экспериментальными данными на рис. 13b; эта схожесть подтверждает применимость двухфазной термодинамической модели.

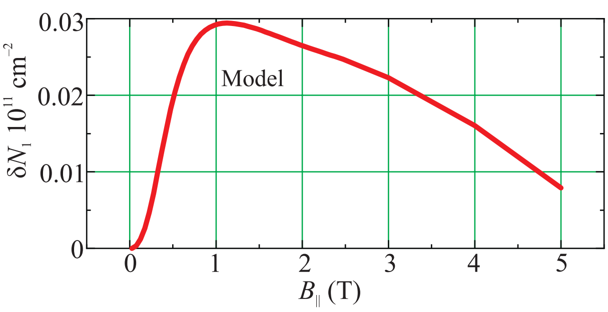

Рис. 15. (Цветной онлайн) Модельная кривая $\delta T_1(B_\parallel)$, вычисленная из экспериментальных данных. Из работы [50]

Резюмируя содержание данного раздела, заключаем, что результаты [54, 50] дают основание считать, что фазовое расслоение в коррелированной 2D электронной системе существует не только вблизи перехода в состояние изолятора (как было выявлено в локальных изимерениях сжимаемости [30]), но и в широком диапазоне плотностей, даже глубоко в "металлическом режиме" высокой проводимости $\sigma = (3 - 80) \times (e^2/h)$ [89].

IV. Заключение. Двумерная электронная система в кремниевых структурах в течение последних 50 лет служит площадкой, на который было обнаружено множество новых эффектов, включая целочисленный квантовый эффект Холла, отрицательная электронная сжимаемость, сильная перенормировка эффективной массы и спиновой воприимчивости и пр. Эта 2DE система является сильно коррелированной в широком диапазоне плотностей, где энергия межчастичных взаимодействий много больше кинетической энергии Ферми.

Локальные измерения сжимаемости [30] свидетельствовали о развитии неоднородного состояния на микроскопическом масштабе в 2D системе при понижении концентрации носителей вблизи перехода в изолятор. Долгое время этот результат не принимали во внимание, рассматривая систему с высокой проводимостью как, в среднем, однородную Ферми жидкость. Из такого рассмотрения были определены ее усредненные Ферми-жидкостные параметры и количественно описаны усредненные свойства в транспорте заряда. Однако, более поздние термодинамические измерения [53] выявили признаки сосуществования и термодинамического равновесия, в широком диапаон концентраций, мажоритарной Ферми жидкости и миноритарной фазы коллективных локализованных состояний с большим спином.

Последующие прецизионные измерения осцилляций ШдГ в присутствии поля, приложенного в 2D плоскости, выявили резкое изменение $\chi^*(B_\parallel)$ в слабых полях и одновременное изменение концентрации подвижных носителей $\delta n_{\rm SdH}(B)$. Установлено, что первопричиной этих вариаций является намагничивание коллективных локализованных состояний ("спиновых капель") и, как результат, перераспределение носителей между двумя фазами. Независимые измерения спиновой намагниченности и магнитосопротивления в слабом параллельном поле, а также температурной зависимости сопротивления выявили существование нового энергетического масштаба $T^*(n) \ll T_F$, который отмечает кроссовер между режимом преимущественного размножения SD состояний и режимом их исчезновения. Результаты рассмотренных экспериментов удалось описать в рамках феноменологической двухфазной модели, что подтверждает правомочность концепции фазового расслоения и его существования даже в режиме высокой металлической проводимости $\sigma = (3 - 80) \times \times (e^2/h)$ [89].

В казиодномерных системах главная движущая сила фазового расслоения связана с нестингом поверхности Ферми, который приводит к возникновению волны спиновой или зарядовой плотности, сосуществующей с парамагнитной или сверхпроводящей металлической фазой в окрестности фазового перехода [4, 90, 91]. В 2D системах нестабильность также может возникнуть в зарядовом или спин-обменном канале. Теоретически рассматривались несколько сценариев, в которых в мажоритарной Ферми жидкости возникает миноритарная фаза, такая как "льдинки" Вигнеровского кристалла или спин-поляризованные "капли". Движущей силой в этих случаях является локальная Вигнеровская кристаллизация [92, 93], локальная Стонеровская нестабильность [94–100], или, возможно, изменение топологии поверхности Ферми [101–105].

Экспериментальные результаты, представленные в данном обзоре, свидетельствуют в пользу реализации миноритарной фазы в виде спин-поляризованных капель в мажоритарной Ферми-жидкости. Не исключено, однако, что при более сильном взаимодействии или более слабом беспорядка может проявиться нестабильность в зарядовом канале. Попытки игнорировать тенденцию к спиновой/зарядовой нестабильности или нестабильности Ферми-поверхности, рассматривая только полуклассические эффекты беспорядка и экранирования [106], хотя и способны описать некоторые экспериментальные результаты (такие как отрицательная сжимаемость, транспорт в нулевом поле), но дают черезчур упрощенную картину явления фазового расслоения и упускают структуру гетерофазного состояния.

Интересными и пока открытыми вопросами остаются микроскопический механизм, отвечающий за фазовое расслоение, за перетекание носителей между фазами, а также энергетическая структура миноритарной фазы.

Автор благодарен Б. Л. Альтшулеру, G. Bauer, G. Brunthaler, И. С. Бурмистрову, М. Е. Гершензону, M. D'Iorio, J. Campbell, Н. Климову, H. Kojima, С. В. Кравченко, А. Ю. Кунцевичу, Д. Л. Маслову, Л. А. Моргуну, O. Prus, М. Резникову, Д. Ринбергу, С. Г. Семенчинскому, N. Teneh, В. С. Эдельману за плодотворное сотрудничество в развитии экспериментальных методов, проведении измерений, обсуждении результатов, и написании исходных статей.

Работа частично поддержана в рамках Госзадания ФИАН (# 0019-2019-0006) и в рамках гранта Российского фонда фундаментальных исследований (# 18-02-01013).

---

1. T. V. Ramakrishnan, H. R. Krishnamurthy, S. R. Hassan, and G. V. Pai, Phys. Rev. Lett. **92**, 157203 (2004).
2. A. A. Gorbatsevich, Yu. V. Kopaev, and I. V. Tokatly, Physica C **223**, 95 (1994).
3. V. Z. Kresin, S. G. Ovchinnikov, and S. A. Wolf, *Superconducting state*, Oxford University Press, UK (2021).
4. *The Physics of Organic Superconductors and Conductors*, ed. by A. G. Lebed, Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg–N.Y., Tokyo (2008).
5. E. Fradkin, S. A. Kivelson, M. J. Lawler, J. P. Eisenstein, and A. P. Mackenzie, Annu. Rev. Condens. Matter Phys. **1**, 153 (2010).
6. M. Yu. Kagan, K. I. Kugel, and A. L. Rakhmanov, Phys. Rep. **916**, 1 (2021).
7. G. Giuliani and G. Vignale, *Quantum Theory of the Electron Liquid*, Cambridge University Press, Cambridge (2005).
8. T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 4 (1982).
9. М. С. Белло, Е. И. Левин, Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, ЖЭТФ **80**, 1596 (1981).
10. A. L. Efros, Solid State Commun. **65**, 1281 (1988).
11. S. V. Kravchenko, V. M. Pudalov, and S. G. Semenchinsky, Phys. Lett. A **141**, 71 (1989).
12. S. V. Kravchenko, V. M. Pudalov, D. A. Rinberg, and S. G. Semenchinsky, Phys. Lett. A **146**, 535 (1990).
13. S. V. Kravchenko, D. A. Rinberg, S. G. Semenchinsky, and V. M. Pudalov, Phys. Rev.B **42**(6), 3741 (1990).
14. J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **68**, 674 (1992).
15. J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. B **50**, 1760 (1994).
16. S. Shapira U. Sivan, P. M. Solomon, E. Buchstab, M. Tischler, and G. Ben Yoseph, Phys. Rev. Lett. **77**, 3181 (1996).
17. В. А. Гергель, Р. А. Сурис, ЖЭТФ **75**, 191 (1978). [V. A. Gergel' and R. A. Suris, JETP **48**, 95 (1978)].
18. А. М. Финкельштейн, ЖЭТФ **84**, 168 (1983) [A. M. Finkelstein, JETP **57**, 97 (1983)].
19. A. M. Finkelstein, Z. Phys. **56**, 189 (1984)
20. C. Castellani, C. Di Castro, P. A. Lee, and M. Ma, Phys. Rev. B **30**, 527 (1984).
21. C. Castellani, C. di Castro, P. A. Lee, M. Ma, S. Sorella, and E. Tabet, Phys. Rev. B **30**, 1596 (1984).
22. B. L. Altshuler and A. G. Aronov, in *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems*, ed. by A. L. Efros and M. Pollak, Elsevier Science Publishers, N.Y. (1985).
23. D. Belitz and T. R. Kirkpatrick, Rev. Mod. Phys. **66**, 261 (1994).
24. Q. Si and C. M. Varma, Phys. Rev. Lett. **81**, 4951 (1998).
25. A. A. Pastor and V. Dobrosavljevic, Phys. Rev. Lett. **83**, 4642 (1999).
26. B. Tanatar and D. M. Ceperley, Phys. Rev. B **39**, 5005 (1989).
27. S. Orozco, R. M. Mendez-Moreno, and M. Moreno, Phys. Rev. B **67**, 195109 (2003).
28. R. Asgari and B. Tanatar, Phys. Rev. B **65**, 085311 (2002).
29. S. C. Dultz and H. W. Jiang, Phys. Rev. Lett. **84**, 4689 (2000).

30. S. Ilani, A. Yacoby, D. Mahalu, and H. Shtrikman, Phys. Rev. Lett. **84**, 3133 (2000).
31. S. Ilani, A. Yacoby, D. Mahalu, and H. Shtriktman, Science **292**, 1354 (2001).
32. G. Allison, E. A. Galaktionov, A. K. Savchenko, S. S. Safonov, M. M. Fogler, M. Y. Simmons, and D. A. Ritchie, Phys. Rev. Lett. **96**, 216407 (2006).
33. J. Shi and X. C. Xie, Phys. Rev. Lett. **88**, 086401 (2002).
34. M. M. Fogler, Phys. Rev. B **69**, 121409 (R) (2004).
35. R. K. Goodall, R. J. Higgins, and J. P. Harrang, Phys. Rev. B **31**, 6597 (1985).
36. S. V. Kravchenko and J. M. Caulfield, J. Singleton, H. Nielsen, and V. M. Pudalov, Phys. Rev. B **47**, 12961 (1993).
37. T. P. Smith, W. I. Wang, and P. J. Stiles, Phys. Rev. B **34**, 2995 (1986).
38. T. P. Smith, B. B. Goldberg, P. J. Stiles, and M. Heiblum, Phys. Rev. B **32**, 2696 (1985).
39. V. Mosser, D. Weiss, K. V. Klitzing, K. Ploog, and G. Wein-mann, Solid State Commun. **58**, 5 (1986).
40. H. Nielsen, S. V. Kravchenko, D. A. Rinberg, and V. M. Pudalov, Physica B **184**(1–4), 323 (1993).
41. Е. Тупиков, А. Ю. Кунцевич, В. М. Пудалов, И. С. Бкрмистров, Письма в ЖЭТФ **101**, 131 (2015). [Y. Tupikov, A. Yu. Kuntsevich, V. M. Pudalov, and I. S. Burmistrov, JETP Lett. **101**, 125 (2015)].
42. A. Yu. Kuntsevich, Y. V. Tupikov, V. M. Pudalov, and I. S. Burmistrov, Nat. Commun. **6**, 7298 (2015).
43. V. M. Pudalov, S. G. Semenchinsky, and V. S. Edelman, Solid State Commun. **51**, 713 (1984).
44. В. М. Пудалов, С. Г. Семенчинский, В. С. Эдельман, ЖЭТФ **89**, 1870 (1985) [V. M. Pudalov, S. G. Semenchinskii, and V. S. Edel'man, JETP **62**, 1079 (1985)].
45. В. М. Пудалов, С. Г. Семенчинский, Письма в ЖЭТФ, **44**(11), 526 (1986) [V. M. Pudalov and S. G. Semenchinskii, JETP Lett. **44**(11), 677 (1986)].
46. В. М. Пудалов, УФН **191**, 3 (2021) [V. M. Pudalov, Phys.-Uspekhi **64**, 3 (2021)].
47. S. Chakravarty, S. Kivelson, C. Nayak, and K. Voelker, Philos. Mag. B **79**, 859 (1999).
48. L. P. Kouwenhoven, D. G. Austing, and S. Tarucha, Rep Progr. Phys. **64**, 701 (2001).
49. B. L. Altshuler and D. L. Maslov, Phys. Rev. Lett. **82**, 145 (1999).
50. V. M. Pudalov, and M. E. Gershenson, Phys. Rev. B **104**, 035407 (2021).
51. O. Prus, Y. Yaish, M. Reznikov, U. Sivan, and V. Pudalov, Phys. Rev. B **67** 205407 (2003).
52. M. Reznikov, A. Yu. Kuntsevich, N. Teneh, and V. M. Pudalov, Pis'ma ZhETF **92**, 518 (2010) [JETP Lett. **92**, 470 (2010)].
53. N. Teneh, N. Teneh, A. Yu. Kuntsevich, V. M. Pudalov, and M. Reznikov, Phys. Rev. Lett. **109**, 226403 (2012).
54. L. A. Morgun, A. Yu. Kuntsevich, and V. M. Pudalov, Phys. Rev. B **93** 235145 (2016).
55. G. Zala, B. N. Narozhny, and I. L. Aleiner, Phys. Rev. B **65**, 020201 (2001).
56. A. Gold and V. T. Dolgopolov, Phys. Rev. B **33**, 1076 (1986).
57. V. T. Dolgopolov and A. V. Gold, Pis'ma v ZhETF **71**, 42 (2000) [V. T. Dolgopolov and A. V. Gold, JETP Lett. **71**, 27 (2000)].
58. G. Zala, B. N. Narozhny, and I. L. Aleiner, Phys. Rev. B **64**, 214204 (2001).
59. O. Prus, M. Reznikov, U. Sivan, and V. M. Pudalov, Phys. Rev. Lett. **88**, 016801 (2002).
60. D. A. Knyazev, O. E. Omel'yanovskii, V. M. Pudalov, and I. S. Burmistrov, Pis'ma v ZhETF **84**, 780 (2006) [D. A. Knyazev, O. E. Omel'yanovskii, V. M. Pudalov, and I. S. Burmistrov, JETP Lett. **84**, 662 (2006)].
61. D. A. Knyazev, O. E. Omel'yanovskii, V. M. Pudalov, and I. S. Burmistrov, Phys. Rev. Lett. **100**, 046405 (2008).
62. G. Brunthaler, A. Prinz, G. Bauer, and V. M. Pudalov, Phys. Rev. Lett. **87**, 096802 (2001).
63. V. M. Pudalov, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, Pis'ma v ZhETF **68**, 497 (1998) [V. M. Pudalov, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, JETP Lett. **68**, 534 (1998)].
64. V. M. Pudalov, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, Physica E **3**, 79 (1998).
65. N. N. Klimov, D. A. Knyazev, O. E. Omel'yanovskii, V. M. Pudalov, H. Kojima, and M. E. Gershenson, Phys. Rev. B **78**, 195308 (2008).
66. В. М. Пудалов, Письма в ЖЭТФ **66**, 168 (1997) [V. M. Pudalov, JETP Lett. **66**, 175 (1997)].
67. Y. Hanein, U. Meirav, D. Shahar, C. C. Li, D. C. Tsui, and H. Shtrikman, Phys. Rev. Lett. **80**, 1288 (1998).
68. S. J. Papadakis and M. Shayegan, Phys. Rev. B **57**, R15068 (1998).
69. X. P. A. Gao, A. P. Mills Jr., A. P. Ramirez, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **88**, 166803 (2002).
70. T. Hörmann and G. Brunthaler, Physica E **40**, 1235 (2008).
71. J. Y. Zhang, C. A. Jackson, R. Chen, S. Raghavan, P. Moetakef, L. Balents, and S. Stemmer, Phys. Rev. B **89**, 075140 (2014).
72. S. Raghavan, J. Y. Zhang, and S. Stemmer, Appl. Phys. Lett. **106**, 132104 (2015).
73. P. Moetakef, C. A. Jackson, J. Hwang, L. Balents, S. J. Allen, and S. Stemmer, Phys. Rev. B **86**, 201102(R) (2012).
74. B. L. Altshuler, D. L. Maslov, and V. M. Pudalov, Phys. Stat. Sol. (b) **218**, 193 (2000)

75. V. M. Pudalov, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, ArXiv:cond-mat/0103087 (2001).
76. 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).
77. V. M. Pudalov, M. E. Gershenson, H. Kojima, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, Phys. Rev. Lett. **91**, 126403 (2003).
78. V. M. Pudalov, A. Yu. Kuntsevich, M. E. Gershenson, I. S. Burmistrov, and M. Reznikov, Phys. Rev. B **98**, 155109 (2018).
79. V. M. Pudalov, M. E. Gershenson, and H. Kojima, Phys. Rev. B **90**, 075147 (2014).
80. И. М. Лифшиц, А. М. Косевич, ЖЭТФ **33**, 88 (1957).
81. A. Isihara and L. Smrčka, J. Phys. C: Solid State Phys. **19**, 6777 (1986)
82. D. Simonian, S. V. Kravchenko, M. P. Sarachik, and V. M. Pudalov, Phys. Rev. Lett. **79**, 2304 (1997).
83. V. M. Pudalov, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, Письма в ЖЭТФ **65**, 887 (1997). [V. M. Pudalov, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, JETP Lett. **65**(12), 932 (1997)].
84. V. M. Pudalov, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, Physica B **249-251**, 697 (1998).
85. S. V. Kravchenko, D. Simonian, M. P. Sarachik, A. D. Kent, and V. M. Pudalov, Phys. Rev. B **58**, 3553 (1998).
86. S. A. Vitkalov, M. P. Sarachik, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **65**, 201106(R) (2002).
87. A. Gold and V. T. Dolgopolov, J. Phys.: Condens. Matter **14**, 7091 (2002).
88. V. M. Pudalov, M. D'Iorio, and J. Campbell, Pis'ma v ZhETF **57**, 592 (1993) [V. M. Pudalov, M. D'Iorio, and J. Campbell, JETP Lett. **57**, 608 (1993)].
89. V. M. Pudalov, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, Phys. Rev. B **60**(4), R2154 (1999).
90. A. V. Kornilov, V. M. Pudalov, Y. Kitaoka, K. Ishida, G.-q. Zheng, T. Mito, and J. S. Qualls, Phys. Rev. B **69**, 224404 (2004).
91. Ya. A. Gerasimenko, S. V. Sanduleanu, V. A. Prudkoglyad, A. V. Kornilov, J. Yamada, J. S. Qualls, and V. M. Pudalov, Phys. Rev. B **89**, 054518 (2014).
92. B. Spivak, Phys. Rev. B **67**, 125205 (2003).
93. B. Spivak and S. A. Kivelson, Phys. Rev. B **70**, 155114 (2004).
94. C. Sloggett and O. P. Sushkov, Phys. Rev. B **71**, 235326 (2005).
95. Y. V. Stadnik and O. P. Sushkov, Phys. Rev. B **88**, 125402 (2013).
96. E. Eisenberg and R. Berkovits, Phys. Rev. B **60**, 15261 (1999).
97. I. L. Kurland, I. L. Aleiner, and B. L. Altshuler, Phys. Rev. B **62**, 14 886(2000).
98. B. N. Narozhny, I. L. Aleiner, and A. I. Larkin, Phys. Rev. B **62**, 14898 (2000).
99. G. Benenti, G. Caldara, and D. L. Shepelyansky, Phys. Rev. Lett. **86**, 5333 (2001).
100. E. V. Repin and I. S. Burmistrov, Phys. Rev. B **93**, 165425 (2016).
101. V. A. Khodel and V. R. Shaginyan, JETP Lett. **51**, 553 (1990).
102. Г. Е. Воловик, Письма в ЖЭТФ **53**, 208 (1991).
103. V. A. Khodel, J. W. Clark, and M. V. Zverev, Phys. Rev. B **78**, 075120 (2008).
104. В. Т. Долгополов, М. Ю. Мельников, А. А. Шашкин, С. В. Кравченко, Письма в ЖЭТФ **116**, 159 (2022) [V. T. Dolgopolov, M. Yu. Melnikov, A. A. Shashkin, and S. V. Kravchenko, JETP Lett. **116**, (2022)].
105. В. Т. Долгополов, УФН **189**, 673 (2019) [V. T. Dolgopolov, Phys.-Uspekhi **62**, 633 (2019)].
106. S. Das Sarma, E. H. Hwang, and Q. Li, Phys. Rev. B **88**, 155310 (2013).