

Гигантское пространственное перераспределение электронов в широкой квантовой яме, индуцированное квантующим магнитным полем

С. И. Дорожкин⁺¹⁾, А. А. Капустин⁺, И. Б. Федоров⁺, В. Уманский*, Ю. Х. Смет[×]

⁺Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черногловка, Россия

*Department of Physics, Weizmann Institute of Science, 76100 Rehovot, Israel

[×]Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Heisenbergstrasse 1, D-70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 2 мая 2023 г.

После переработки 19 мая 2023 г.

Принята к публикации 19 мая 2023 г.

В образцах полевых транзисторов на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с электронной системой в одиночной квантовой яме GaAs шириной 50 нм обнаружен стимулированный квантующим магнитным полем переход из двухслойного состояния системы в нулевом магнитном поле в однослойное при заполнении нижнего уровня Ландау. В отличие от результатов для квантовой ямы шириной 60 нм (S. I. Dorozhkin, A. A. Kapustin, I. B. Fedorov, V. Umansky, and J. H. Smet, Phys. Rev. B **102**, 235307 (2020)) однослойное состояние наблюдается не только в несжимаемых состояниях электронной системы на факторах заполнения единица и двойка, реализующих состояния квантового эффекта Холла, но и в сжимаемых состояниях между этими факторами заполнения. Установлено пространственное расположение однослойной системы в квантовой яме, которое оказалось независимым от распределения электронов по слоям в слабом магнитном поле, и дано качественное объяснение этому наблюдению. Обнаруженный переход, предположительно, объясняется отрицательной сжимаемостью двумерных электронных систем, обусловленной обменно-корреляционными вкладами в электрон-электронное взаимодействие.

DOI: 10.31857/S1234567823120108, EDN: ewmklk

Стимулированное перпендикулярным магнитным полем перераспределение электронов между слоями двухслойной электронной системы (ЭС) при больших значениях факторов заполнения уровней Ландау является хорошо установленным фактом. Оно реализуется в двухслойных системах, создаваемых как в двойных [1, 2], так и широких [3] квантовых ямах и может быть описано в рамках приближения Хартри (см., например, работу [4] и ссылки в ней). Это перераспределение обусловлено магнетоосцилляциями химического потенциала в слоях, асинхронными в случае различной плотности электронов в них. Такой механизм обычно приводит к частичному изменению плотности электронов в слоях, сохраняя двухслойное состояние ЭС. В недавней работе [5] на образцах с одиночными квантовыми ямами шириной 60 нм за счет применения оригинальной емкостной методики нами были обнаружены стимулированные магнитным полем возвратные переходы между двухслойным и однослойным состояниями ЭС. Однослойные состояния реализовывались в состояниях цело-

численного квантового эффекта Холла (КЭХ), возникавших при равенстве полной плотности электронов в ЭС числу одноэлектронных состояний на одном или двух спиновых подуровнях, т.е. при значениях полного фактора заполнения ν единица и двойка. В существующих теориях квантового эффекта Холла в двухслойных системах такая ситуация может возникать при формировании когерентных межслоевых состояний (см. обзорную статью [6]) или локализации электронов в одном из слоев [7]. В обоих этих случаях эффект обусловлен обменным и корреляционным вкладами в электрон-электронное взаимодействие. В первом случае центр тяжести многоэлектронной волновой функции находится между слоями, а во втором случае – в одном из слоев. До появления работы [5] экспериментальных исследований влияния перпендикулярного магнитного поля на распределение электронной плотности в направлении оси роста гетероструктур в номинально двухслойных электронных системах не проводилось. Отметим только моделирование такого изменения в работе [8], привлекавшееся для объяснения существования состоя-

¹⁾e-mail: dorozh@issp.ac.ru

ний КЭХ на факторах заполнения единица и двойка в широком диапазоне экспериментальных параметров.

В данной работе на образцах с меньшей шириной квантовой ямы (50 нм) по сравнению с 60 нм в работе [5] нами обнаружен переход из двухслойного состояния в нулевом магнитном поле в однослойное при полном факторе заполнения $\nu \leq 2$, соответствующее концентрации всех электронов в одном слое независимо от соотношения между плотностями электронов в слоях. Это наблюдение демонстрирует существование индуцированного магнитным полем однослойного состояния не только в состояниях КЭХ, но и в сжимаемых состояниях ЭС, возможность чего до сих пор даже не рассматривалась. Дано качественное объяснение индуцированного магнитным полем перехода в однослойное состояние и наблюдаемой асимметрии в локализации электронной плотности в квантовой яме.

Эксперименты выполнены на двух образцах, изготовленных из одной шайбы гетероструктуры GaAs/AlGaAs, выращенной методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Электронная система в исследованных образцах создавалась в квантовой яме GaAs шириной 50 нм. Профиль потенциальной ямы и заполнение ее электронами изменялись при помощи двух затворных напряжений, прикладываемых между затворами, расположенными по разные стороны квантовой ямы, и легированным контактом к электронной системе (см. рис. 1а). Нижний затвор (BG) создавался в процессе роста гетероструктуры и представлял собой слой сильно легированного GaAs. Верхний тонкопленочный затвор Шоттки (TG) наносился на поверхность гетероструктуры, имел площадь $S = 0.4 \text{ мм}^2$ и покрывал около 95% площади ЭС. Расстояние между нижним (верхним) затвором и нижней (верхней) стенкой квантовой ямы составляло $d_{bg} = 1000 \text{ нм}$ ($d_{tg} = 120 \text{ нм}$). При нулевых затворных напряжениях около верхней стенки квантовой ямы возникала двумерная электронная система (TL) за счет стекания туда электронов из слоя селективного легирования (DL), который создавался в барьерном слое AlGaAs за спейсором шириной 91 нм, расположенным выше квантовой ямы. При приложении положительного затворного напряжения на нижний затвор второй двумерный слой (BL) образовывался около нижней стенки ямы, как это показано на рис. 1а. Приводимые в этой работе результаты были получены при нулевом напряжении на верхнем затворе ($V_{tg} = 0$). Образцы имели латеральную геометрию холловских мостиков. В эксперименте могли одновременно

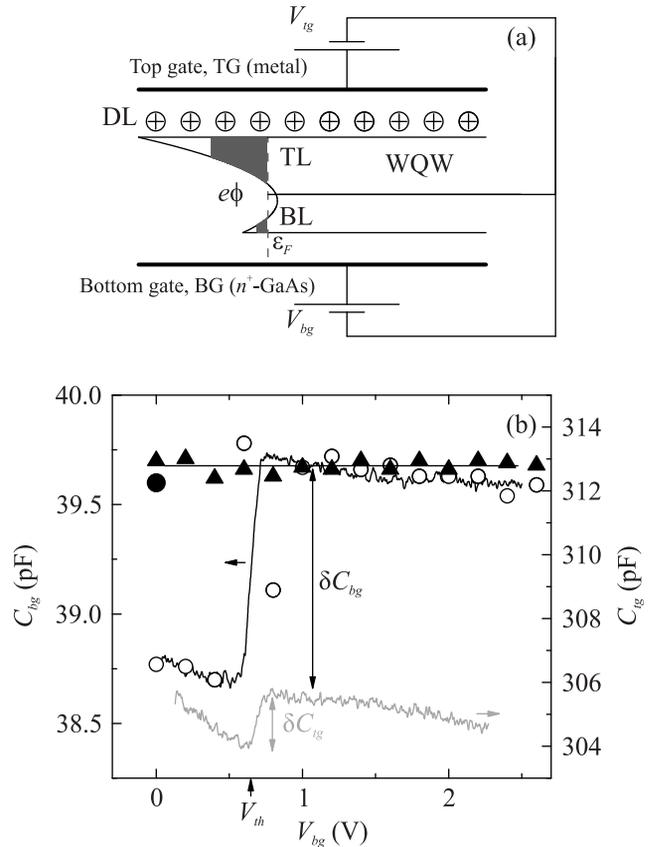


Рис. 1. (а) – Схема полевого транзистора при $V_{bg} > V_{th}$ с двумя слоями электронов (TL и BL), расположенными около противоположных стенок квантовой ямы (WQW). DL – слой положительно заряженных доноров. (б) – Зависимости емкостей между электронной системой и нижним (C_{bg} , темная сплошная линия, левая шкала) и верхним (C_{tg} , светлая линия, правая шкала) затворами от напряжения V_{bg} на нижнем затворе, измеренные в нулевом магнитном поле при напряжении на верхнем затворе $V_{tg} = 0 \text{ В}$ и температуре $T = 1.5 \text{ К}$. Значками отмечены значения емкости C_{bg} , полученные из кривых магнетоемкости (см. рис. 3 и текст статьи) в нулевом магнитном поле (окружности) и при значении полного фактора заполнения уровней Ландау $\nu = 3/2$ (треугольники). Сплошным кружком показано значение емкости, вычисленное для $\nu = 3/2$ при $V_{bg} = 0$ по формуле (1). Стрелкой отмечено значение затворного напряжения $V_{th} \approx 0.65 \text{ В}$, соответствующее образованию второго слоя электронов

измеряться емкости между обоими затворами и электронной системой, а также сопротивление и холловское сопротивление образца. Детали экспериментальной методики описаны в работах [9, 5], включая способ определения паразитных величин емкостей. Измерения емкостей между различными затворами и электронной системой позволяют ха-

рактизовать распределение электронов поперек квантовой ямы, а также определять плотность электронов в слоях из периодичности квантовых магнетоосцилляций емкости [9]. Измерения межподзонных магнетоосцилляций сопротивления [10, 11], наблюдаемых в слабых магнитных полях и при сравнительно высоких температурах (4.2 К в нашем эксперименте), позволяли определять разность плотностей электронов в двух подзонах размерного квантования. Эксперименты были выполнены в интервале температур от 0.5 до 4.2 К в криостате с ^3He в качестве хладагента. Магнитное поле с индукцией до 11 Тл создавалось сверхпроводящим соленоидом и было направлено перпендикулярно плоскости квантовой ямы.

Экспериментальные свидетельства заполнения второго слоя в нулевом и слабых магнитных полях представлены на рис. 1б и 2. В первую очередь это скачки емкостей между затворами и электронной системой при $V_{bg} = V_{th}$, показанные на рис. 1б. Из величины скачка δC_{bg} в предположении постоянной величины диэлектрической проницаемости гетероструктуры прямо определяется изменение расстояния Δd_{bg} от нижнего затвора до слоя, выполняющего роль второй обкладки соответствующего плоского конденсатора: $\Delta d_{bg} = -d_{bg}\delta C_{bg}/C_{bg} \approx 25$ нм. Учитывая, что аналогичная величина, определяемая из скачка емкости δC_{tg} : $\Delta d_{tg} = -d_{tg}\delta C_{tg}/C_{tg}$, не превышает 0.7 нм, естественная интерпретация скачка в C_{bg} на рис. 1б состоит в образовании второго слоя электронов около нижней стенки квантовой ямы, так что расстояние между слоями $d \sim \Delta d_{bg} \approx 25$ нм. Такая интерпретация подтверждается изменениями магнетоемкости в слабых магнитных полях, показанными на рис. 2а и б. Действительно, в соответствии с расчетами для модельной двойной квантовой ямы и экспериментом [12, 5] в случае существования только одного слоя нормированные значения магнетоемкостей $C_{bg,n0} = C_{bg}(B)/C_{bg}(B = 0)$ и $C_{tg,n0} = C_{tg}(B)/C_{tg}(B = 0)$ между электронной системой и разными затворами в отсутствие резистивных эффектов должны совпадать, как это и наблюдается на кривых на рис. 2а, измеренных при $V_{bg} = 0.2$ В < V_{th} . При $V_{bg} = 1.0$ В > V_{th} (см. рис. 2б) емкостные кривые $C_{tg,n0}$ и $C_{bg,n0}$ в слабых магнитных полях демонстрируют магнетоосцилляции разных периодов, из которых может быть определена плотность электронов в слое, ближайшем к соответствующему затвору [9]. Такие исследования, выполненные на подобных образцах с квантовой ямой шириной 60 нм [9], показали, что в двухслойном состоянии ($V_{bg} > V_{th}$, слабое

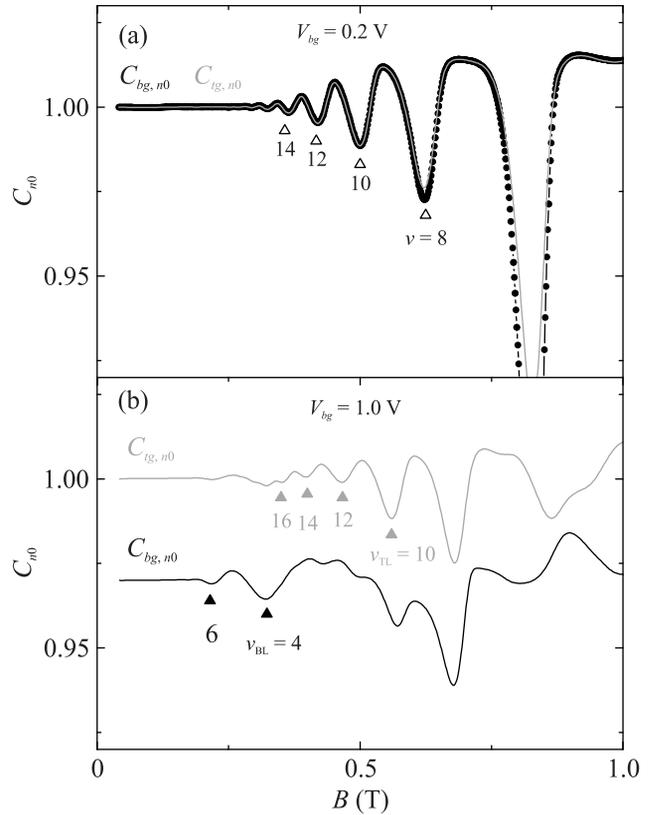


Рис. 2. Нормированные магнетоемкости $C_{bg,n0} = C_{bg}(B)/C_{bg}(B = 0)$ (темные кривые) и $C_{tg,n0} = C_{tg}(B)/C_{tg}(B = 0)$ (светлые кривые) в случае заполнения одного (а) – ($V_{bg} < V_{th}$) и двух (б) – ($V_{bg} > V_{th}$) слоев электронов. На панели (б) темная кривая $C_{bg,n0}$ для ясности смещена вниз на 0.03. Минимумы в емкостях, отмеченные треугольниками, соответствуют указанным около них факторам заполнения в однослойной системе (ν , открытые символы, рис. 2а), в верхнем (ν_{TL} , светлые сплошные символы, рис. 2б) и нижнем (ν_{BL} , темные сплошные символы, рис. 2б) слоях двухслойной электронной системы

магнитное поле), основным эффектом увеличения V_{bg} является возрастание плотности электронов в нижнем слое. Одновременно наблюдается небольшое уменьшение плотности в верхнем слое. Такое поведение плотностей электронов в двухслойных системах довольно хорошо известно (для случая двойных квантовых ям см., например, работу [13]), и связано с отрицательным вкладом в сжимаемость электронов, большим по модулю в слое меньшей плотности.

Основным результатом этой работы является наблюдение перехода изучаемой системы при $V_{bg} > V_{th}$ из двухслойного состояния в слабых магнитных полях в однослойное состояние в сильных полях, в результате которого в системе остается единственный

электронный слой, локализованный около верхней стенки квантовой ямы, как это было в однослойной системе при $V_{bg} < V_{th}$. О таком переходе свидетельствуют результаты измерений магнетоемкости C_{bg} , приведенные на рис. 3 в функции обратной величины фактора заполнения ν^{-1} полного фактора заполнения $\nu = n_t/N_0$, где $N_0 = eB/hc$ – вырожденность одного спинового подуровня. Величина $\nu^{-1} = eB/hcn_t$ пропорциональна магнитному полю B с коэффициентом пропорциональности, определяемым полной плотностью электронов n_t . На рисунке 3 приведены 4 из 14 кри-

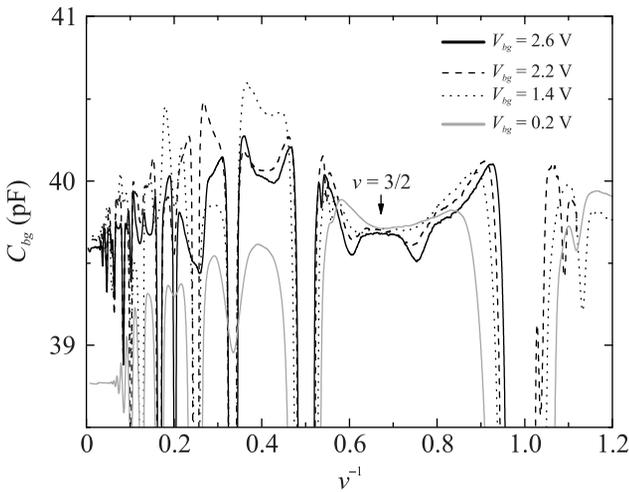


Рис. 3. Четыре репрезентативные кривые магнетоемкости, представленные в функции обратной величины фактора заполнения $\nu^{-1} = eB/hcn_t$, пропорциональной магнитному полю. Различные кривые измерены при $V_{tg} = 0$ В и различных затворных напряжениях V_{bg} , указанных на рисунке (и, соответственно, различных плотностях электронов n_t). Основным результатом, демонстрируемым этими данными, является независимость емкости $C_{bg}(\nu^{-1} \approx 2/3)$, измеренной при факторе заполнения $\nu = 3/2$, от напряжения на нижнем затворе V_{bg} , несмотря на наличие скачка емкости в нулевом магнитном поле (сравни светлую сплошную кривую с тремя другими, а также см. рис. 1)

вых, измеренных в одной экспериментальной серии при $V_{tg} = 0$ В и различных значениях V_{bg} из интервала 0–2.6 В. Ключевым экспериментальным результатом, демонстрируемым этим рисунком, является совпадение значений емкостей, измеренных при всех значениях V_{bg} (и n_t), наблюдаемое в окрестности $\nu^{-1} = 2/3$ ($\nu = 3/2$), несмотря на их различие при $\nu^{-1} = 0$ для случаев $V_{bg} < V_{th}$ и $V_{bg} > V_{th}$. Этот факт был установлен для всех 14 значений V_{bg} из исследованного интервала, что демонстрируется совокупностью экспериментальных точек, показанных значками на рис. 1b. Такая независимость величины

емкости C_{bg} , измеренной при $\nu = 3/2$, от V_{bg} заставляет предположить, что в соответствующих магнитных полях электронная система является однослойной, причем оказывается локализованной так же, как и при $V_{bg} = 0$, т.е. около верхней стенки квантовой ямы. Для подтверждения этой гипотезы, а также установления области существования однослойного состояния по магнитному полю мы выполнили сравнение магнетоемкостных кривых $C_{bg,n}(B)$ и $C_{fg,n}(B)$, полученных нормировкой на значения емкостей при $\nu = 3/2$: $C_{j,n}(B) = C_j(B)/C_j(\nu = 3/2)$, где индекс j означает bg или tg. Соответствующие данные приведены на рис. 4. Независимо от величи-

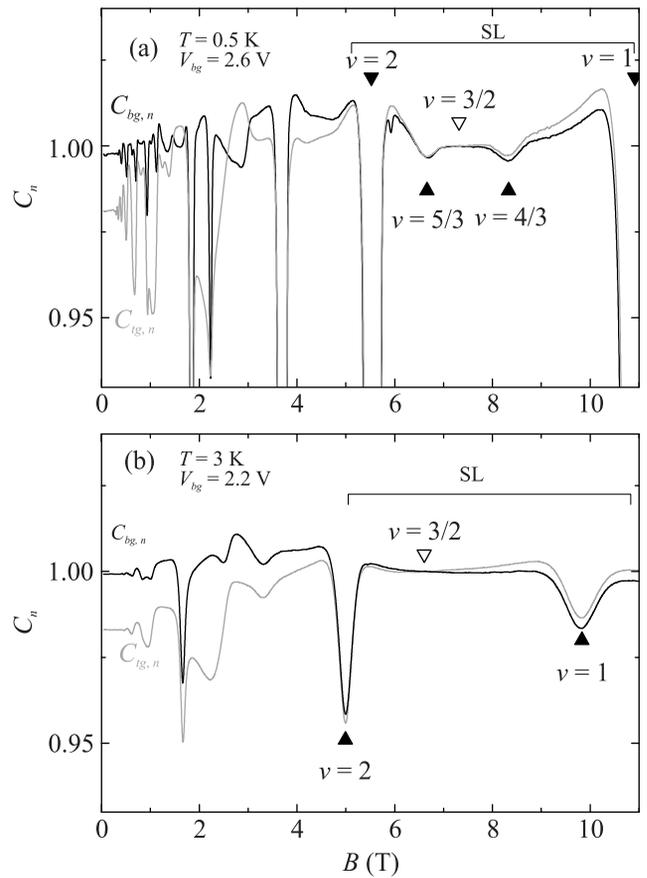


Рис. 4. Сравнение нормированных значений магнетоемкостей $C_{bg,n}(B) = C_{bg}(B)/C_{bg}(\nu = 3/2)$ (темные кривые) и $C_{fg,n}(B) = C_{fg}(B)/C_{fg}(\nu = 3/2)$ (светлые кривые), измеренных при $V_{tg} = 0$ В и $V_{bg} = 2.6$ В, $T = 0.5$ К (а) и $V_{bg} = 2.2$ В, $T = 3$ К (б). Треугольниками отмечены значения факторов заполнения ν , обсуждаемые в тексте. Горизонтальными скобками с аббревиатурой SL отмечены области существования однослойного состояния электронной системы

ны затворного напряжения мы наблюдаем практическое совпадение нормированных емкостей, измерен-

ных с использованием различных затворов, в сильных магнитных полях. Такое совпадение имеет место, начиная с магнитного поля, примерно соответствующего фактору заполнения $\nu = 2$, для всех исследованных значений $V_{bg} > V_{th}$, включая два, представленных на рис. 4. Таким образом, мы заключаем, что формирование состояния квантового эффекта Холла с полным фактором заполнения $\nu = 2$ в исследованных образцах сопровождается переходом электронной системы в однослойное состояние, сохраняющееся в более сильных полях при меньших факторах заполнения, в том числе и в сжимаемых состояниях при $2 > \nu > 1$. Отметим дополнительно совпадение амплитуд минимумов емкостей $C_{bg,n}$ и $C_{tg,n}$ на рис. 4а на факторах заполнения $\nu = 4/3$ и $5/3$, соответствующих состояниям дробного квантового эффекта Холла. Наблюдение двух таких состояний является дополнительным свидетельством однослойного характера ЭС, так как оно является естественным для однослойной системы, в то время как возникновение состояния с $\nu = 5/3$ в случае двухслойной системы потребовало бы специальных предположений для его объяснения. При низких температурах неизбежно влияние резистивных эффектов [14] на величину глубоких минимумов в емкости (в нашем случае такие эффекты заведомо существенны, если провалы в емкости в состояниях квантового эффекта Холла превышают 10%). Кривые, показанные на рис. 4б, были измерены при $T = 3\text{ К}$, когда резистивные эффекты отсутствовали во всем диапазоне магнитных полей. Они демонстрируют очень хорошее совпадение амплитуд минимумов в разных нормированных емкостях на факторах заполнения 1 и 2, доказывающее однослойный характер системы в соответствующих состояниях квантового эффекта Холла, аналогично тому, как это наблюдалось в работе [5].

Обсудим дополнительно наблюдаемое на рис. 3 совпадение емкостей, измеренных при разных значениях плотности электронов, именно на факторе заполнения $\nu = 3/2$ и их расхождение при отходе от этого значения. Этот факт связан с сильной зависимостью сжимаемости двумерных электронных систем в квантующем магнитном поле от фактора заполнения и величины поля. Точки на различных кривых, имеющие одинаковую абсциссу, соответствуют различным значениям магнитного поля. Так, например, в самом сильном поле (на сплошной темной кривой) становятся выраженными минимумы сжимаемости, соответствующие состояниям дробного квантового эффекта Холла на факторах заполнения $\nu = 5/3$ и $4/3$. На факторе же заполнения $\nu = 3/2$

не ожидается возникновения никаких несжимаемых состояний, а уровень Ферми лежит в центре верхнего спинового подуровня, где велика плотность одночастичных состояний и, соответственно, ее вклад в сжимаемость двумерной электронной системы. В работе [15] было установлено, что изменение сжимаемости двумерных электронных систем при увеличении магнитного поля от нуля до значения, соответствующего фактору заполнения $\nu = 1/2$, когда уровень Ферми оказывается в центре нижнего спинового подуровня, близко к изменению сжимаемости системы невзаимодействующих электронов. Этот факт свидетельствует о том, что вклад эффектов взаимодействия в величину сжимаемости двумерной электронной системы примерно одинаков в нулевом поле и на факторе заполнения $\nu = 1/2$. В результате значения емкости C полевого транзистора в этих двух состояниях оказываются связанными следующим соотношением [15]:

$$C^{-1}(\nu = 1/2) = C^{-1}(B = 0) - \pi \hbar^2 / m^* e^2 S. \quad (1)$$

Здесь m^* – эффективная масса двумерных электронов, S – площадь двумерной системы под затвором. В нашем случае этот результат оказывается справедливым и для фактора заполнения $\nu = 3/2$ вследствие большой одночастичной плотности состояний при этом факторе заполнения. Этот факт демонстрируется на рис. 1б сравнением экспериментального и вычисленного значений емкости при $\nu = 3/2$ для однослойного состояния электронной системы при $V_{bg} = 0$.

В случае двухслойной электронной системы классификация электронных состояний помимо их распределения по слоям, являющегося основным предметом наших исследований, может осуществляться по их принадлежности к одной из (двух) подзон размерного квантования. Соответствующие классы состояний совпадают в случае слабой туннельной связи между слоями и значительной разности плотностей электронов в слоях (асимметрии электронной системы). В таком случае электроны двух разных подзон оказываются локализованными в разных слоях. В симметричном состоянии (в состоянии баланса) при наличии туннелирования распределение электронов становится совершенно иным. В этом случае плотности электронов одинаковы в разных слоях и различаются в разных подзонах, соответствующих симметричным и антисимметричным волновым функциям. При этом разность энергий между доньями подзон (межподзонное расщепление) Δ достигает минимального значения Δ_{SAS} , являющегося мерой туннельной связи между слоями и широко извест-

ного как симметрично-антисимметричное расщепление. Величина межподзонного расщепления может быть определена из межподзонных магнетоосцилляций сопротивления, положения максимумов которых определяются условием совпадения уровней Ландау двух разных подзон: $\Delta = n\hbar\omega_c$, где $n = 1, 2, 3, \dots$ (см., например, работу [16] и ссылки в ней). Это условие эквивалентно соизмеримости разности плотностей электронов в двух подзонах Δn_s с вырожденностью уровня Ландау: $\Delta n_s = 2nN_0$. Результаты измерений $\Delta n_s(V_{bg})$ представлены на рис. 5. Мини-

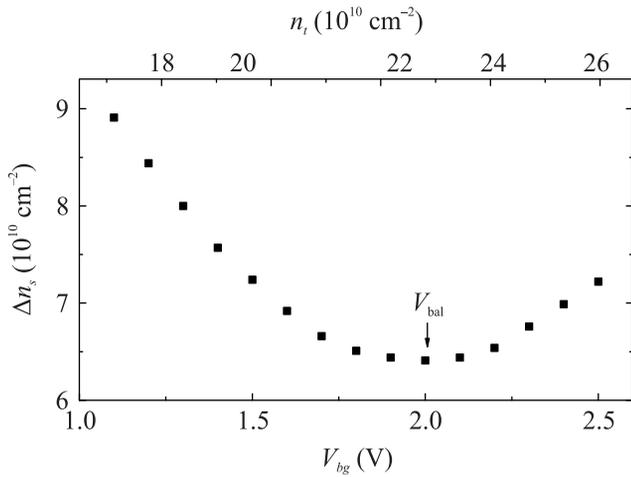


Рис. 5. Зависимость от V_{bg} разности плотностей электронов Δn_s в двух подзонах размерного квантования, определенной из периодичности межподзонных магнетоосцилляций сопротивления. Положение минимума $\Delta n_s(V_{bg})$ при $V_{bg} = V_{bal}$ соответствует электронной конфигурации с равными плотностями электронов в разных слоях. Измерения выполнены при $V_{tg} = 0$ и $T = 4.2$ К. На верхней шкале приведена полная плотность электронов в системе n_t

мум на этой зависимости соответствует точке баланса, достигающейся при $V_{bg} = V_{bal} \approx 2$ В, в которой плотность электронов в верхнем слое, $n_{s,TL}$, равна плотности электронов в нижнем слое, $n_{s,BL}$. Ключевое же наблюдение независимости емкости C_{bg} при $\nu = 3/2$ от затворного напряжения V_{bg} выполняется при всех исследованных значениях V_{bg} : как при $V_{bg} < V_{bal}$, так и при $V_{bg} > V_{bal}$ (см. рис. 1б и 3). Следовательно, локализация электронов в однослойном состоянии именно около верхнего края ямы происходила в нашем эксперименте независимо от соотношения между плотностями электронов в разных слоях двухслойного состояния: как при $n_{s,TL} > n_{s,BL}$, так и при выполнении обратного неравенства.

Отметим, что наблюдаемый нами переход из двухслойного состояния в однослойное соответствует

переходу электронов из минимума потенциала около нижней стенки квантовой ямы в минимум, расположенный около верхней стенки, как это схематически показано на рис. 6б, с. В этом случае представляет

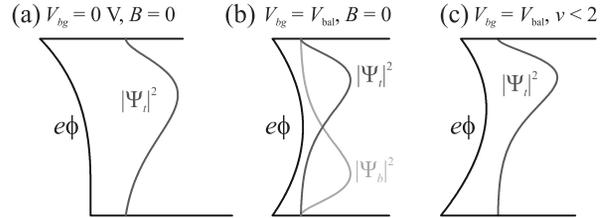


Рис. 6. Схематическое изображение формы потенциальной ямы и распределения поперек ямы плотности электронов в верхнем, $|\Psi_l|^2$, и нижнем, $|\Psi_b|^2$, слоях для различных экспериментальных условий. (а) – Однослойная система при $V_{bg} = 0, B = 0$. (б) – Двухслойная электронная система в симметричной конфигурации при $V_{bg} = V_{bal}, B = 0$. (с) – Однослойная электронная система при $V_{bg} = V_{bal}$ в сильных магнитных полях при $\nu < 2$

ся удивительным существованием глубокого минимума потенциала около нижней стенки ямы, незаполненного электронами (рис. 6с). Такой факт, однако, может быть качественно объяснен отрицательным вкладом в сжимаемость двумерных электронных систем, обусловленным обменным взаимодействием. Этот вклад был получен теоретически [17] и прямо наблюдался экспериментально [18, 19]. Абсолютное значение этого вклада возрастает при уменьшении плотности электронов и сопровождается возрастанием химического потенциала, способствующим опустошению слоя с меньшей плотностью. Более того, идея о возможности спонтанного заполнения только одной из двух близко расположенных квантовых ям в результате обменного взаимодействия электронов, была высказана в работе [20] для случая нулевого магнитного поля и вызвала довольно широкую дискуссию [21–24]. Факторами, препятствующими реализации этой идеи, являются увеличение кинетической энергии электронов и энергии электрического поля, происходящие при заполнении только одной из двух квантовых ям. В нашем же случае сильного магнитного поля ($\nu < 2$) и узких уровней Ландау переход электронов между ямами не сопровождается изменением их кинетической энергии, равной половине циклотронной. Этот фактор, по-видимому, является решающим для реализации наблюдаемого в нашем эксперименте перехода именно в сильном магнитном поле. Кроме того, в случае узких уровней Ландау сжимаемость электронной системы полностью определяется электрон-электронным взаимо-

действием и является отрицательной (см., например, работы [18, 19]). Что касается изменения энергии электрического поля, в нашем случае асимметричной структуры с легированием только с одной стороны квантовой ямы этот фактор, наоборот, способствует наблюдаемому переходу электронов именно в верхний слой, ближайший к слою доноров. Это можно качественно пояснить следующим образом. Отвлечемся для простоты от наличия верхнего затвора, находящегося при нулевом напряжении. В таком случае, электрическое поле выше потенциальной ямы является фиксированным, определяемым плотностью заряда ионизованных доноров, и не зависит от распределения электронов поперек квантовой ямы. С другой же стороны ямы электрическое поле может изменяться, так как фиксированным является затворное напряжение на нижнем затворе. В этом случае при переходе электронов из нижнего слоя в верхний происходит уменьшение емкости плоского конденсатора, образованного нижним затвором и электронной системой, что при постоянном затворном напряжении соответствует уменьшению энергии электрического поля. Таким образом, наблюдаемый нами эффект перераспределения электронов может быть качественно объяснен высокой степенью вырожденности уровней Ландау, отрицательной сжимаемостью электронов и специальной асимметричной архитектурой используемого полевого транзистора. Полное описание наблюдаемого эффекта требует самосогласованного расчета подзон размерного квантования в широкой квантовой яме с учетом эффектов обмена и корреляции и является отдельной задачей для будущего.

О результатах подобного расчета для состояний квантового эффекта Холла в широкой квантовой яме на факторах заполнения $\nu = 2$ и 4, выполненного в приближении локальной плотности, кратко сообщалось в работе [7]. Расчет был выполнен для объяснения экспериментальных результатов по гистерезису магнетосопротивления. Расчет связал наблюдаемый гистерезис с квантовыми переходами первого рода, состоящими в перераспределении электронов между слоями, сопровождающемся полным опустошением одного из уровней Ландау. В случае симметричной квантовой ямы перераспределение электронов приводит к спонтанному нарушению симметрии с возможностью противоположных знаков параметра асимметрии в разных латеральных областях образца, что соответствует возникновению доменной структуры. В случае фактора заполнения двойка такое перераспределение означало бы полное опустошение одного из слоев аналогично нашему результа-

ту, что, впрочем, в работе [7] отмечено не было. Добавим, что все рассмотрение этой работы относилось исключительно к целочисленным значениям фактора заполнения $\nu = 2$ и 4.

Резюмируя, нами обнаружен переход электронной системы, создаваемой в широкой квантовой яме GaAs из двухслойного состояния в нулевом магнитном поле в однослойное в квантующем поле, происходящий при факторе заполнения разрешенных по спину уровней Ландау, равном двум. Переход соответствует заполнению двумерного слоя, расположенного около стенки ямы, ближайшей к слою селективного легирования, независимо от соотношения плотностей электронов в разных слоях в нулевом поле. Предложено качественное объяснение наблюдаемого эффекта.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 22-22-00753, <https://rscf.ru/project/22-22-00753/>.

1. A. G. Davies, C. H. W. Barnes, K. R. Zolleis, J. T. Nicholls, M. Y. Simmons, and D. A. Ritchie, *Phys. Rev. B* **54**, R17331 (1996).
2. H. Deng, Y. Liu, I. Jo, L. N. Pfeiffer, K. W. West, K. W. Baldwin, and M. Shayegan, *Phys. Rev. B* **96**, 081102(R) (2017).
3. J. Nuebler, B. Friess, V. Umansky, B. Rosenow, M. Heiblum, K. von Klitzing, and J. Smet, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 046804 (2012).
4. С. И. Дорожкин, Письма в ЖЭТФ **103**, 578 (2016).
5. S. I. Dorozhkin, A. A. Kapustin, I. B. Fedorov, V. Umansky, and J. H. Smet, *Phys. Rev. B* **102**, 235307 (2020).
6. S. M. Girvin and A. H. MacDonald, in *Perspectives on Quantum Hall Effects*, ed. by S. Das Sarma and A. Pinczuk, Wiley, N.Y. (1997).
7. V. Piazza, V. Pellegrini, F. Beltram, W. Wegscheider, T. Jungwirth, and A. H. MacDonald, *Nature (London)* **402**, 638 (1999).
8. V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, E. V. Deviatov, F. Hastreiter, M. Hartung, A. Wixforth, K. L. Campman, and A. C. Gossard, *Phys. Rev. B* **59**, 13235 (1999).
9. S. I. Dorozhkin, A. A. Kapustin, I. B. Fedorov, V. Umansky, K. von Klitzing, and J. H. Smet, *J. Appl. Phys.* **123**, 084301 (2018).
10. В. М. Поляновский, ФТП **22**, 2230 (1988).
11. P. T. Coleridge, *Semicond. Sci. Technol.* **5**, 961 (1990).
12. А. А. Капустин, С. И. Дорожкин, И. Б. Федоров, В. Уманский, Ю. Х. Смет, Письма в ЖЭТФ **110**, 407 (2019).
13. S. J. Papadakis, J. P. Lu, M. Shayegan, S. R. Parihar, and S. A. Lyon, *Phys. Rev. B* **55**, 9294 (1997).

14. С. И. Дорожкин, А. А. Шашкин, Н. Б. Житенев, В. Т. Долгополов, Письма в ЖЭТФ **44**, 189 (1986).
15. S. I. Dorozhkin, J. H. Smet, K. von Klitzing, V. Umansky, R. J. Haug, and K. Ploog, Phys. Rev. B **63**, 121301(R) (2001).
16. А. А. Быков, Д. В. Номоконов, А. В. Горан, И. С. Стрыгин, А. К. Бакаров, С. Абеди, С. А. Виткалов, Письма в ЖЭТФ **114**, 486 (2021).
17. S. Nagano, K. S. Singwi, and S. Ohnishi, Phys. Rev. B **29**, 1209 (1984).
18. J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **68**, 674 (1992).
19. J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. B **50**, 1760 (1994).
20. P. P. Ruden and Zh. Wu, Appl. Phys. Lett. **59**, 2165 (1991).
21. L. Zheng, M. W. Ortalano, and S. Das Sarma, Phys. Rev. B **55**, 4506 (1997).
22. F. A. Rebroredo and C. R. Proetto, Phys. Rev. B **58**, 7450 (1998).
23. S. Das Sarma, M. W. Ortalano, and L. Zheng, Phys. Rev. B **58**, 7453 (1998).
24. A. V. Dmitriev, Semicond. Sci. Technol. **14**, 852 (1999).