

Квантовые эффекты в емкости полевых транзисторов с двойной квантовой ямой

А. А. Капустин⁺¹⁾, С. И. Дорожкин⁺, И. Б. Федоров⁺, В. Уманский^{*2)}, Ю. Х. Смет^{×2)}

⁺ Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черногловка, Россия

^{*} Department of Physics, Weizmann Institute of Science, 76100 Rehovot, Israel

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

Поступила в редакцию 11 августа 2019 г.

После переработки 18 августа 2019 г.

Принята к публикации 18 августа 2019 г.

Исследованы особенности сжимаемости электронов в двухслойной электронной системе, реализуемой в двойной квантовой яме GaAs. Обнаружены проявления отрицательной величины сжимаемости двумерной электронной системы малой плотности в нулевом и квантующем магнитных полях. В слое большей плотности обнаружено значительное уширение по магнитному полю областей существования несжимаемой фазы на факторах заполнения разрешенных по спину уровней Ландау 2 и 1, обусловленное заполнением второго слоя. Эффект объясняется стабилизацией состояния квантового эффекта Холла за счет перехода электронов из слоя меньшей плотности. Получены оценки скачков химического потенциала для соответствующих состояний квантового эффекта Холла.

DOI: 10.1134/S0370274X19180103

Большой интерес к исследованию двухслойных электронных систем в двойных квантовых ямах, помещенных в перпендикулярное слоям магнитное поле B , в значительной степени связан с нетривиальными эффектами, обусловленными корреляцией между электронами разных слоев. Одним из наиболее ярких эффектов такого рода является возникновение экситонного конденсата в магнитном поле, соответствующем равенству полного числа электронов в двухслойной системе числу состояний на одном спиновом подуровне Ландау, т.е., при значении полного фактора заполнения уровней $\nu_{\text{tot}} = 1$ (см. обзор [1] и ссылки в нем). Недавно появились сообщения [2, 3] об аномальном перераспределении электронов между различными слоями двухслойной электронной системы, происходящем в ультра-квантовом пределе по магнитному полю ($\nu_{\text{tot}} < 1$) и обусловленном многочастичными эффектами. Такие исследования требуют контроля над состояниями отдельных слоев, который обычно осуществляется магнетотранспортными методами и становится возможным благодаря созданию контактов к отдельным слоям [4] (см. также недавнюю работу [5] и ссылки в ней).

Как было показано в пионерских работах [6–8], электрические измерения в полевых транзисторах с

двумерными электронными системами (ДЭС) позволяют характеризовать термодинамические характеристики этих систем. Так, в работах [6, 7] были измерены скачки химического потенциала ДЭС в состояниях квантового эффекта Холла (КЭХ), а в работе [8] исследованы особенности сжимаемости ДЭС $\kappa = (\partial n / \partial \mu) / n^2 \equiv D / n^2$. Здесь n – плотность электронов в ДЭС, μ – химический потенциал ДЭС, отсчитанный от дна подзоны размерного квантования, $D = \partial n / \partial \mu$ – термодинамическая плотность состояний (ТПС) ДЭС. Исследования сжимаемости обычно выполняются на основании измерений емкости между затвором и ДЭС [8–10]. Емкостные измерения дополнительно позволяют контролировать распределение электронов в двухслойных электронных системах [11].

В данной работе исследования сжимаемости отдельных слоев двухслойных электронных систем, а также заполнения этих слоев выполнены с использованием модифицированной емкостной методики [12]. Обнаружены эффекты, указывающие на отрицательное значение сжимаемости ДЭС в отдельных слоях при малой плотности электронов в слое. Показано, что использование этой методики в режиме КЭХ позволяет определять расстояние между электронными слоями. В этом режиме обнаружено значительное увеличение ширины несжимаемой области КЭХ по магнитному полю на факторах запол-

¹⁾ e-mail: kapustin@issp.ac.ru

²⁾ V. Umansky, J. H. Smet.

нения 2 и 1 в одном слое, возникающее при заполнении электронами второй квантовой ямы и появлении второго слоя. Анализ результатов работ [2, 3] показал, что аналогичный эффект уширения состояний КЭХ имеет место и в этих работах. Полученные результаты, а также упомянутый анализ, свидетельствуют о том, что наблюдаемое перераспределение электронов происходит, в основном, в пределах состояний квантового эффекта Холла, а аномально большое изменение плотности электронов, регистрируемое в ультра-квантовом пределе, обусловлено гигантским усилением энергетического расщепления между спиновыми подуровнями нижнего уровня Ландау.

Исследованный образец представлял собой двойную квантовую яму, образованную двумя слоями GaAs шириной $w = 20$ нм каждый, которые были разделены потенциальным барьером AlAs шириной 10 нм и встроены в гетероструктуру GaAs/AlGaAs. Туннелирование под барьером мало, что позволяет представлять образец как образованный двумя двумерными электронными системами, отстоящими друг от друга на расстоянии d , близком к расстоянию в 30 нм между центрами слоев GaAs. Поступление электронов в слой GaAs обеспечивалось селективным легированием кремнием слоя AlGaAs на расстоянии 91 нм над ямой. Дополнительно плотность электронов в слоях изменялась приложением постоянных напряжений на затворы, находящиеся по обе стороны двойной квантовой ямы (см. правую вставку к рис. 3). Нижний затвор (BG) представлял собой слой сильно легированного GaAs, который создавался в процессе роста гетероструктуры и находился на расстоянии $d_{b0} = 990$ нм ниже ямы. Верхним затвором (FG) являлась металлическая пленка Cr/Au, напыленная на поверхность гетероструктуры и отстоящая от ямы на расстоянии $d_{f0} = 124$ нм. Легированные контакты к электронной системе закорачивали оба слоя GaAs и тем самым обеспечивали равенство электрохимических потенциалов электронов в этих слоях и возможность перетекания электронов между слоями. Расположение контактов давало возможность измерения магнетосопротивления и холловского сопротивления электронной системы (ЭС) в двойной квантовой яме.

Использованная методика состояла в одновременном измерении емкостей между ЭС и обоими затворами. Для этого напряжения на затворах модулировались на различных частотах масштаба нескольких десятков Гц, и при помощи двух частотно-селективных и фазочувствительных детекторов (Lock-in amplifier SR 830) проводились изме-

рения токов смещения на этих частотах, пропорциональных величине соответствующей емкости. Электрическая схема измерений подробно описана в работе [12] и была аналогична использованной для исследования двухслойного графена [13]. Верхний затвор покрывал только часть электронной системы и был отделен от контактов латеральным зазором. Площадь обкладок соответствующего плоского конденсатора $S_{FG} = 0.4$ мм². Нижний затвор перекрывал всю электронную систему, площадь которой без легированных контактных областей составляла $S_{BG} = 0.44$ мм². Площадь легированных контактов к ЭС вместе с контактными площадками равнялась 0.12 мм². Вклад этих областей исключался из измеряемой емкости между нижним затвором и ЭС вместе со вкладом других паразитных емкостей, как это описано ниже. Измерения были выполнены при температуре 0.5 К в криостате с откачкой паров ³He, оснащенный сверхпроводящим соленоидом. Образец размещался в жидком ³He таким образом, что нормаль к плоскости слоев двойной квантовой ямы была параллельна магнитному полю.

Для использованной нами экспериментальной схемы формулы для емкостей C_{FG} (C_{BG}), измеряемых между верхним (нижним) затвором и ЭС, в приближении [8, 14], использованном ранее для обычных полевых транзисторов и справедливом для узких квантовых ям, принимают следующий вид:

$$\frac{S_{FG}}{C_{FG}} = \frac{1}{e^2} \left[\lambda d_f + \frac{\lambda d D_{BL} + 1 + \frac{d}{d_b} + \frac{d_f}{d_b}}{D_{BL} + \lambda d D_{FL} D_{BL} + \left(1 + \frac{d}{d_b}\right) D_{FL}} \right] \approx \approx \frac{1}{e^2} [\lambda d_f + D_{FL}^{-1}]. \quad (1)$$

$$\frac{S_{BG}}{C_{BG}} = \frac{1}{e^2} \left[\lambda d_b + \frac{\lambda d D_{FL} + 1 + \frac{d}{d_f} + \frac{d_b}{d_f}}{D_{FL} + \lambda d D_{BL} D_{FL} + \left(1 + \frac{d}{d_f}\right) D_{BL}} \right] \approx \approx \frac{1}{e^2} [\lambda d_b + D_{BL}^{-1}]. \quad (2)$$

Здесь $d_f = d_{f0} + w/2$, $d_b = d_{b0} + w/2$, $D_{FL} = \partial n_{FL} / \partial \mu_{FL}$ и $D_{BL} = \partial n_{BL} / \partial \mu_{BL}$ – величины ТПС в верхнем и нижнем слое, соответственно, $\lambda = 4\pi e^2 / \epsilon$, где ϵ – диэлектрическая проницаемость материала гетероструктуры, принимавшаяся равной 12. При выводе этих формул считалось, что химический потенциал электронов в данном слое (μ_{FL} и μ_{BL}) зависит только от плотности электронов в нем (n_{FL} и n_{BL}), а форма потенциала в пределах слоя не меняется при изменении электронных плотностей. Приближенные выражения написаны для случая $|\lambda d D_{BL}| \gg 1$ и

$|\lambda d D_{\text{FL}}| \gg 1$, который реализуется, когда $|D_{\text{BL}}|$ и $|D_{\text{FL}}|$ не слишком малы по сравнению с величиной плотности состояний для невзаимодействующих электронов в нулевом магнитном поле $D_0 = m^*/\pi\hbar^2$ (здесь m^* – эффективная масса двумерных электронов). Из приближенных выражений нетрудно видеть, что уменьшение ТПС D_{FL} (D_{BL}) приводит к уменьшению емкости C_{FG} (C_{BG}).

В исследованном образце при нулевых затворных напряжениях двумерная электронная система возникла только в верхнем слое GaAs и имела плотность $n_{\text{FL}} = 12 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и подвижность $2.9 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Для заполнения электронами нижнего слоя требовалось приложить положительное напряжение около 0.25 В на нижний затвор (см. рис. 1а). При таком на-

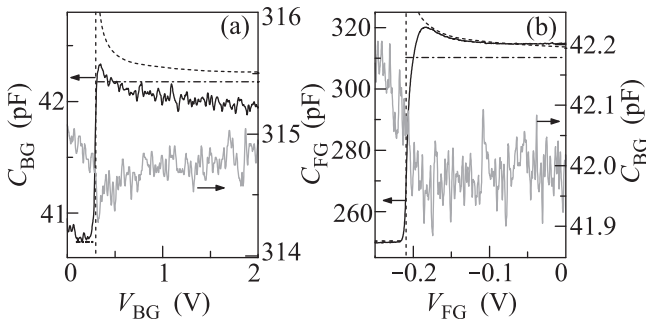


Рис. 1. (а) – Зависимости емкостей C_{BG} (темная линия) и C_{FG} (светлая линия) от затворного напряжения V_{BG} для $V_{\text{FG}} = 0 \text{ В}$ и $n_{\text{FL}}(V_{\text{BG}} = 0) = 12 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. (б) – Зависимости C_{FG} (V_{FG}) (темная линия) и C_{BG} (V_{FG}) (светлая линия) для $V_{\text{BG}} = 2 \text{ В}$ и $n_{\text{BL}}(V_{\text{FG}} = -0.25 \text{ В}) = 10 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Пунктирными (штрих-пунктирными) линиями показаны результаты расчета емкости C_{BG} (а) и C_{FG} (б) по формулам (1), (2) и (3) с учетом (без учета) второго члена в формуле (3) и значением $d = 32 \text{ нм}$

пряжении наблюдался скачок C_{BG} , примерно соответствующий уменьшению расстояния между затвором и электронной системой на величину расстояния между центрами слоев GaAs. Величина емкости C_{FG} при этом практически не изменялась. Аналогичное поведение емкостей C_{FG} и C_{BG} наблюдалось при заполнении верхнего слоя GaAs, происходящем при заполненном нижнем слое и отрицательном напряжении на верхнем затворе (рис. 1б). Наблюдаемые ступеньки в емкости могут быть описаны формулами (1) и (2), если принять, что при заполнении слоя, ближайшего к затвору, плотность состояний в нем меняется от нуля до постоянного значения, не сильно отличающегося от значения D_0 для невзаимодействующих двумерных электронов. Результаты соответствующих расчетов показаны на рис. 1 штрих-пунктирными линиями. Необходимо, однако, отме-

тить заметное уменьшение емкости C_{BG} и C_{FG} правее скачков на рис. 1а и б, соответственно. Такое поведение прямо противоположно ожиданию, что увеличение затворного напряжения должно прижимать электроны к границе квантовой ямы и, как следствие, увеличивать емкость. На наш взгляд, этот результат указывает на вклад в емкость отрицательной ТПС, уменьшающейся по абсолютной величине с ростом плотности электронов n в заполняющемся слое. Результаты попытки описать такое поведение известной формулой [15] для термодинамической плотности состояний в ДЭС, учитывающей вклад обменной энергии,

$$D = \left[\frac{\pi\hbar^2}{m^*} - \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{e^2}{\varepsilon\sqrt{n}} \right]^{-1}, \quad (3)$$

показаны на рис. 1 штриховыми линиями. Они качественно описывают наблюдаемое экспериментально уменьшение емкостей правее скачка, хотя и приводят при малых значениях плотности электронов в заполняющемся слое к нефизической расходимости величины емкости. Эта расходимость связана с прохождением через нуль выражений в формулах (1) и (2) и проявляется на рис. 1 в виде высокого вертикального скачка. Эта особенность, однако, может исчезнуть при учете вклада корреляционной энергии в плотность состояний (3). Отметим, что формула (3) неплохо описывает результаты измерений сжимаемости ДЭС [16] при не слишком малых плотностях электронов. В частности, она предсказывает отрицательную величину сжимаемости при $n < 6.4 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$, что неплохо согласуется с экспериментом [16]. Такое согласие оправдывает использование этой формулы в нашем случае.

Измерения в слабом магнитном поле показали, что в каждой из емкостей C_{FG} и C_{BG} наблюдается система минимумов, периодичных по обратному магнитному полю (рис. 2). Положения минимумов соответствуют целочисленным факторам заполнения уровней Ландау электронами слоя, ближайшего к затвору, использованному для измерения емкости. Появление таких минимумов емкости аналогично наблюдениям на однослойных электронных системах [8]. Из приближенного вида формул (1) и (2) очевидно, что минимумы термодинамической плотности состояний в каждом из слоев приводят к минимумам емкости, измеренной между ближайшим к этому слою затвором и электронной системой, как это и наблюдается в эксперименте. Новым наблюдением является то, что большая часть минимумов в емкости C_{FG} сопровождаются максимумами емкости C_{BG}

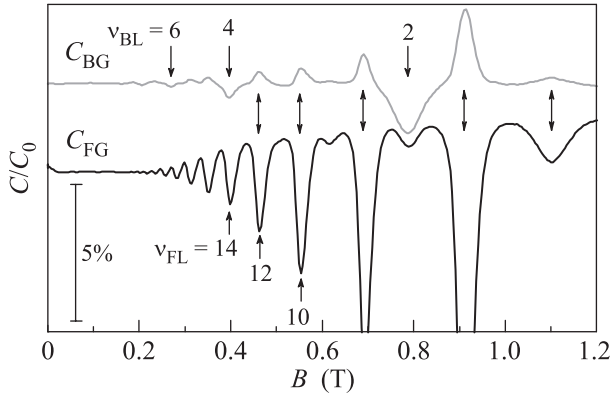


Рис. 2. Зависимости от магнитного поля нормированных величин емкостей $C_{FG}(B)/C_{FG}(B=0)$ (темная кривая) и $C_{BG}(B)/C_{BG}(B=0)$ (светлая кривая), измеренные при $V_{FG} = 0$ В и $V_{BG} = 0.6$ В ($n_{FL} \approx 13.3 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $n_{BL} \approx 3.8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$). Пронумерованными вертикальными стрелками отмечены положения минимумов емкости при соответствующих значениях факторов заполнения уровней Ландау в слоях. Обоюдоострые вертикальные стрелки отмечают сосуществование минимумов C_{FG} и максимумов C_{BG} . $T = 0.5$ К

(см. экстремумы емкости, отмеченные на рис. 2 вертикальными обоюдоострыми стрелками). Такое поведение наблюдалось и на двухслойных ЭС в широких квантовых ямах [12]. Из формулы (2) нетрудно получить, что знак производной dC_{BG}/dD_{FL} определяется знаком величины $1 + d/d_f + d_b/d_f + \lambda dD_{BL}d_b/d_f \approx d_b/d_f(1 + \lambda dD_{BL})$. Так что наблюдаемое сосуществование минимумов в емкости C_{FG} и максимумов в C_{BG} , по-видимому, связано с достаточно большой по модулю отрицательной величиной ТПС D_{BL} электронов в нижнем слое, имеющем малую плотность ($n_{BL} \approx 3.8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$). Соответствующее свойство сжимаемости ДЭС в квантующих магнитных полях было предсказано теоретически [17] и подтверждено экспериментально [9, 16].

В сильных магнитных полях нами было наблюдено нетривиальное поведение емкости C_{FG} на факторах заполнения разрешенных по спину уровней Ландау верхнего слоя $\nu_{FL} = 2$ и 1. В отсутствие заполнения нижнего слоя измеряемая емкость (светлая кривая на рис. 3) демонстрирует обычное для ДЭС в режиме КЭХ поведение с глубокими минимумами при $\nu_{FL} = \nu = 2$ и 1, в которых величина емкости становится очень малой. Такая большая глубина минимумов отчасти обусловлена резистивными эффектами [18], препятствующими изменению плотности электронов в слое с малой диссипативной проводимостью. Вклад резистивных эффектов зависит от частоты, на которой измеряется емкость. Независ-

щая от этой частоты величина емкости в минимуме является мерой паразитной емкости $C^{(\text{stray})}$, значение которой равнялось $C_{FG}^{(\text{stray})} = 10.6$ пФ для верхнего затвора и $C_{BG}^{(\text{stray})} = 19.5$ пФ для нижнего. При представлении данных для C_{FG} и C_{BG} эти величины вычитались из соответствующих измеренных емкостей. В случае нижнего затвора заметный вклад в паразитную емкость вносили участки между затвором и легированными областями контактов, а также контактными площадками. При заполнении нижнего слоя глубина обоих минимумов в емкости C_{FG} существенно уменьшается примерно до одного и того же значения C_2 , а ширина существенно возрастает на величину ΔB_ν (темная кривая на рис. 3). В таком виде эффект наблюдается при факторах заполнения нижнего слоя, меньших единицы, во всем исследованном диапазоне магнитных полей. Уменьшение глубины минимумов, очевидно, обусловлено тем, что в условиях, когда перезарядка верхнего слоя на измерительной частоте не успевает происходить, роль второй пластины верхнего конденсатора играет нижний слой. В результате перехода верхнего слоя в состояние КЭХ эффективная толщина диэлектрика в этом конденсаторе увеличивается на величину, близкую к расстоянию между центрами слоев d . Так, изменение емкости между уровнями C_1 и C_2 (рис. 3) соответствует изменению толщины диэлектрика на 29 нм. Формально оно может быть описано изменением ТПС D_{FL} в формуле (1) от очень большой величины до нуля. Увеличение ширины минимумов мы связываем с переходом части электронов из нижнего слоя в верхний, происходящим при изменении магнитного поля в пределах состояния КЭХ. Такое предположение является естественным, так как оба слоя находятся в состоянии равновесия на масштабе времени, соответствующем скорости развертки магнитного поля, и имеют одинаковый электрохимический потенциал. На целочисленных же значениях факторов заполнения химический потенциал ДЭС (в данном случае, электронов верхнего слоя) при увеличении магнитного поля уменьшается, переходя на более низкий уровень Ландау. В этом случае восстановление равновесия требует понижения уровня электрического потенциала соответствующего (в данном случае верхнего) слоя, т.е. появления в нем дополнительного отрицательного заряда, что происходит за счет перехода электронов между слоями. Увеличение же плотности электронов в слое, находящемся в состоянии КЭХ, естественным образом приводит к уширению этого состояния по магнитному полю. В случае заполнения нескольких уровней Ландау в обоих слоях скачки химического потенциала происходят в них несинхронно, и перераспреде-

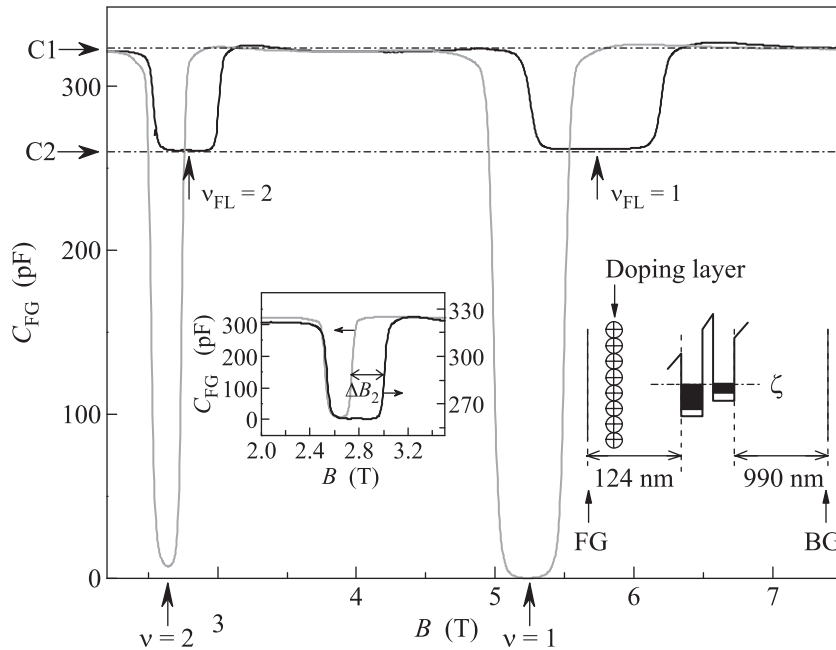


Рис. 3. Зависимости от магнитного поля емкости C_{FG} , измеренные при заполнении только верхнего слоя ($V_{BG} = 0$ В, светлая кривая) и обоих слоев ($V_{BG} = 0.6$ В, темная кривая), $V_{FG} = 0$ В. Отмечены положения факторов заполнения 2 и 1 в верхнем слое для случаев заполнения одного (ν) и двух слоев (ν_{FL}). Левая вставка демонстрирует сравнение двух минимумов для фактора заполнения 2, отмасштабированных по амплитуде. На правой вставке показана схема образца (ζ – уровень электрохимического потенциала)

ление электронов между слоями имеет сложный характер (см., например, работы [19, 20]). На рисунке 3 приведены результаты для случая, когда фактор заполнения в нижнем слое меньше единицы во всем диапазоне магнитных полей, и нет оснований для значительных изменений величины химического потенциала в этом слое. Изменение ширины минимума по сравнению со случаем одного заполненного слоя позволяет оценить число перешедших из слоя в слой электронов, а простое соотношение для плоского конденсатора – величину изменения разности потенциалов между слоями. Соответствующее изменение разности потенциальной энергии электронов в слоях равно скачку величины химического потенциала в верхнем слое, если химический потенциал в нижнем слое остается неизменным. В этом случае формула для вычисления величины скачка химического потенциала из экспериментальных данных в гауссовой системе единиц имеет вид:

$$\Delta\mu_{FL}(\nu_{FL}) = \frac{e^3 d\nu_{FL}}{\hbar c \epsilon} \Delta B_{\nu_{FL}}. \quad (4)$$

Полученные на основании данных на рис. 3 величины скачков химического потенциала оказались следующими. $\Delta\mu_{FL}(\nu_{FL} = 2) = 5.2$ мэВ, что неплохо совпадает со значением 5.4 мэВ, ожидаемым для циклотронного расщепления на правой границе ($B =$

$= 2.95$ Т) соответствующего минимума в емкости. Таким образом, результат, полученный для фактора заполнения 2, подтверждает предложенную интерпретацию увеличения ширины емкостных минимумов (и, соответственно, состояний КЭХ). Для фактора заполнения единица $\Delta\mu_{FL} = 4.4$ мэВ. Это значение соответствует g -фактору 13, значительно превышающему значение $|g| = 0.44$ в объемном GaAs. Подобное гигантское усиление g -фактора хорошо известно для ДЭС в гетероструктурах GaAs/AlGaAs [21–25] и связывается с проявлением обменного взаимодействия. Конкретное значение g -фактора зависит как от величины случайного потенциала в образце, так и от метода определения g -фактора, так как в разных экспериментах могут измеряться различные изменения энергии, связанные с переворотом спина электрона. К используемому нами методу наиболее близок метод измерения скачка химического потенциала при помощи емкостной методики в полевом транзисторе с одной ДЭС [23, 24], где было получено значение спинового расщепления на факторе заполнения единица, соответствующее $g = 5.2$.

Подобные выполненным выше оценки скачков химического потенциала могут быть сделаны и на основании результатов работ [2, 3]. Анализ данных, представленных на рис. 1b работы [2], показывает, что основное перераспределение плотности электронов меж-

ду слоями, наблюдавшееся в этой работе, происходит на факторах заполнения 2 и 1 и сопровождается уширением соответствующих состояний КЭХ. Оценка скачка химического потенциала на основе этого уширения с использованием формулы (4) дает для $\nu = 2$ значение, согласующееся с циклотронным расщеплением, а для $\nu = 1$ получается значение g -фактора около 23. Уширение минимума магнетосопротивления в состоянии КЭХ на факторе заполнения 1 (рис. 2а, с работы [3]) соответствует g -фактору 12. Отметим, что в работе [2] плотность электронов в электронной системе составляла около $5.8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$, что существенно меньше плотности электронов в нашей работе и в работе [3]. Это различие в электронной плотности может быть основной причиной различия в значениях g -фактора, получаемых на основании результатов этих работ. Отметим, что значительное возрастание величины g -фактора, характеризующего спиновые возбуждения при $\nu = 1$, ожидается при уменьшении плотности двумерных электронов на основании теоретического рассмотрения [26, 27] и наблюдалось в экспериментах по неупругому рассеянию света [25]. Сравнительно большая плотность электронов, использованная в нашей работе и работе [3], делала невозможной возникновение состояния экситонного конденсата, наблюдающегося при условии $d/l_B(\nu_{\text{tot}} = 1) < \alpha_{\text{cr}}$, $\alpha_{\text{cr}} \approx 1.8$ [1], где $l_B = (\hbar c/eB)^{1/2}$ – магнитная длина.

Модифицированным методом емкостной спектроскопии исследована двухслойная электронная система в двойной квантовой яме, расположенной между двумя полевыми электродами. Обнаружены эффекты, обусловленные отрицательной величиной сжимаемости двумерных электронов при малых плотностях. Исследовано и объяснено изменение формы минимумов в емкости в состояниях квантового эффекта Холла на факторах заполнения уровней Ландау 2 и 1 в слое с большей электронной плотностью, связанное с заполнением второго слоя. Из величины наблюдаемого уширения минимумов получены оценки для скачков химического потенциала в соответствующих состояниях КЭХ. Наблюденное уширение состояний квантового эффекта Холла фактически является следствием существования резервуара электронов, идея которого была выдвинута в работе [28], и роль которого в нашем случае играет второй электронный слой.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 17-02-00769).

В. Уманский и Ю. Х. Смет благодарны German-Israeli Foundation for Scientific Research and Development (GIF) за поддержку.

1. J. P. Eisenstein, *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **5**, 159 (2014).
2. A. R. Champagne, A. D. K. Finck, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. B* **78**, 205310 (2008).
3. 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).
4. J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2324 (1990).
5. U. S. de Cumis, J. Waldie, A. F. Croxall, D. Taneja, J. Llandro, I. Farrer, H. E. Beere, and D. A. Ritchie, *Appl. Phys. Lett.* **110**, 072105 (2017).
6. В. М. Пудалов, С. Г. Семенчинский, В. С. Эдельман, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 474 (1984).
7. В. М. Пудалов, С. Г. Семенчинский, В. С. Эдельман, *ЖЭТФ* **89**, 1870 (1985).
8. T. P. Smith, B. B. Goldberg, P. J. Stiles, and M. Heiblum, *Phys. Rev. B* **32**, 2696(R) (1985).
9. S. V. Kravchenko, V. M. Pudalov and S. G. Semenchinsky, *Phys. Lett. A* **141**, 71 (1989).
10. S. I. Dorozhkin, J. H. Smet, K. von Klitzing, V. Umansky, R. J. Haug, and K. Ploog, *Phys. Rev. B* **63**, 121301(R) (2001).
11. S. I. Dorozhkin, A. A. Kapustin, V. Umansky, K. von Klitzing, and J. H. Smet, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 176801 (2016).
12. S. I. Dorozhkin, A. A. Kapustin, I. B. Fedorov, V. Umansky, K. von Klitzing, and J. H. Smet, *J. Appl. Phys.* **123**, 084301 (2018).
13. B. M. Hunt, J. I. A. Li, A. A. Zibrov, L. Wang, T. Taniguchi, K. Watanabe, J. Hone, C. R. Dean, M. Zaletel, R. C. Ashoori, and A. F. Young, *Nat. Commun.* **8**, 948 (2017).
14. S. Luryi, *Appl. Phys. Lett.* **52**, 501 (1988).
15. S. Nagano, K. S. Singwi, and S. Ohnishi, *Phys. Rev. B* **29**, 1209 (1984).
16. J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 674 (1992).
17. A. L. Efros, *Solid State Commun.* **67**, 1019 (1988).
18. С. И. Дорожкин, А. А. Шашкин, Н. Б. Житенев, В. Т. Долгополов, *Письма в ЖЭТФ* **44**, 189 (1986).
19. A. G. Davies, C. H. W. Barnes, K. R. Zolleis, J. T. Nicholls, M. Y. Simmons, and D. A. Ritchie, *Phys. Rev. B* **54**, R 17331 (1996).
20. С. И. Дорожкин, *Письма в ЖЭТФ* **103**, 578 (2016).
21. T. Ando and Y. Uemura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **37**, 1044 (1974).
22. A. Usher, R. J. Nicholas, J. J. Harris, and C. T. Foxon, *Phys. Rev. B* **41**, 1129 (1990).
23. V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, A. V. Aristov, D. Schmerek, W. Hansen, J. P. Kotthaus, and M. Holland, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 729 (1997).

24. V.S. Khrapai, A.A. Shashkin, E.L. Shangina, V. Pellegrini, F. Beltram, G. Biasiol, and L. Sorba, Phys. Rev. B **72**, 035344 (2005).
25. A.B. Van'kov, L.V. Kulik, I.V. Kukushkin, V.E. Kirpichev, S. Dickmann, V.M. Zhilin, J.H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. **97**, 246801 (2006).
26. Ю. А. Бычков, С. В. Иорданский, Г. М. Элиашберг, Письма в ЖЭТФ **33**, 152 (1981).
27. C. Kallin and B.I. Halperin, Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).
28. G.A. Baraff and D.C. Tsui, Phys. Rev. B **24**, 2274 (1981).