

Фазовый переход из диэлектрического состояния в фазу квантового эффекта Холла в гетероструктурах n -InGaAs/GaAs

А.П. Савельев¹, С.В. Гудина¹, Ю.Г. Арапов¹, В.Н. Неверов¹, С.М. Подгорных^{1,2},
М.В. Якунин^{1,2}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов
им. М.Н. Михеева УРО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620041, Россия
E-mail: saveliev@imp.uran.ru

²Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина
ул. Мира, 19, г. Екатеринбург, 620002, Россия

Статья поступила в редакцию 19 декабря 2016 г., опубликована онлайн 24 февраля 2017 г.

Экспериментально исследованы продольное $\rho_{xx}(B, T)$ и холловское $\rho_{xy}(B, T)$ сопротивления в магнитном поле B до 12 Тл при температурах $T = 1,8$ –80 К в наноструктурах n -In_{0,2}Ga_{0,8}As/GaAs с одиночными и двойными сильно связанными квантовыми ямами с разной шириной барьера между ямами. Показано, что при $\omega_c\tau \cong 1$ существует критическое значение магнитного поля, вблизи которого выполняется скейлинговое соотношение $\rho_{xx} \propto |B - B_C|T^{-\kappa}$, что свидетельствует о наблюдении фазового перехода из диэлектрического состояния в фазу квантового эффекта Холла. Обнаружено, что значение критического индекса κ зависит от ширины барьера между двойными квантовыми ямами. Обсуждается природа такого поведения.

Експериментально досліджено подовжній $\rho_{xx}(B, T)$ та холлівський $\rho_{xy}(B, T)$ опори у магнітнім полі B до 12 Тл при температурах $T = 1,8$ –80 К в наноструктурах n -In_{0,2}Ga_{0,8}As/GaAs з поодинокими і подвійними сильно пов'язаними квантовими ямами з різною шириною бар'єру між ямами. Показано, що при $\omega_c\tau \cong 1$ існує критичне значення магнітного поля, поблизу якого виконується скейлінгове співвідношення $\rho_{xx} \propto |B - B_C|T^{-\kappa}$, що свідчить про спостереження фазового переходу з діелектричного стану у фазу квантового ефекту Холла. Виявлено, що значення критичного індексу κ залежить від ширини бар'єру між подвійними квантовими ямами. Обговорюється природа такої поведінки.

PACS: 73.21.Fg Квантовые ямы;

73.40.-c Электронный транспорт в структурах с границами раздела;

73.43.Qt Магнитосопротивление.

Ключевые слова: двойная квантовая яма, квантовый магнитотранспорт, переход изолятор–квантовая холловская жидкость.

Введение

Проблема перехода 2D системы из диэлектрического состояния в состояние с квантовым эффектом Холла (КЭХ) (так называемый квантовый фазовый переход (КФП) «изолятор–квантовая холловская жидкость») в нулевом магнитном поле остается в центре внимания исследователей со времен появления гипотезы «всплывания» энергетических уровней и связанной с ней «глобальной фазовой диаграммы» [1–3], согласно которым при уменьшении магнитного

поля делокализованные состояния на уровне Ландау не могут исчезать скачком, а должны бесконечно всплывать по энергии, проходя через уровень Ферми и приводя к квантованию холловской проводимости в слабых магнитных полях. Между тем в нулевом поле существуют только локализованные состояния [4]. Таким образом, в слабых магнитных полях при $B = B_C$ должен наблюдаться квантовый фазовый переход изолятор–квантовое холловское состояние с большими значениями фактора заполнения ($\nu > 1$). Часто в качестве критерия определения фазовой границы исполь-

зуют тот факт, что в поле B_C на зависимостях продольного сопротивления от магнитного поля и температуры $\rho_{xx}(B, T)$ имеет место так называемая температурно-независимая точка. Существуют два объяснения природы этой точки. Одно из них, в соответствии с теорией квантовых фазовых переходов и гипотезой всплывания, показывает, что все зависимости $\rho_{xx}(B)$, снятые при фиксированных температурах, масштабируются относительно переменной $|B - B_C|T^{-\kappa}$ в критическом магнитном поле B_C в две расходящиеся кривые с универсальным критическим индексом κ , что наблюдается как в традиционных системах на основе GaAs [5–7], так и в системе с дираковскими фермионами на основе графена [8]. Второе же утверждает, что температурно-независимая точка связана с совместным действием классического циклотронного движения и электрон-электронного взаимодействия в диффузионном режиме, так называемая модель отрицательного параболического магнитосопротивления (МС) [9]. Так сложилось, что авторы, анализирующие свои экспериментальные результаты в модели квантового фазового перехода изолятор–квантовая холловская жидкость, никак не обсуждают альтернативную модель параболического отрицательного магнитосопротивления, и наоборот. Было бы полезно обсудить обе модели на одном экспериментальном материале. В данной работе мы представляем результаты анализа продольного $\rho_{xx}(B, T)$ и холловского $\rho_{xy}(B, T)$ МС в магнитных полях B до 12 Тл и при температурах $T = 1,8–80$ К в структурах *n*-InGaAs/GaAs с одиночными и двойными квантовыми ямами при изменении ширины барьера d_b между ямами *только в рамках модели КФП* (обсуждение результатов в модели отрицательного МС будет проведено в следующей работе).

Результаты эксперимента

Образцы были выращены методом металлоорганической газофазной эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs в НИФТИ Нижегородского университета группой Б.Н. Звонкова. Серия структур с одиночной и двойными квантовыми ямами *n*-In_{0,2}Ga_{0,8}As/GaAs выра-

щивалась так, чтобы проследить эволюцию свойств системы при переходе от двойной квантовой ямы к одиночной при уменьшении ширины барьера между ямами при прочих равных условиях. Параметры выращенных структур представлены в табл. 1. Структуры были симметрично легированы в барьерах Si ($N_D = 10^{18}$ см⁻³), ширина спейсера $L_s = 19$ нм. Эффективная масса носителей заряда $m^* = 0,058 m_0$, где m_0 — масса свободного электрона.

Нами были проведены измерения продольной и холловской компонент тензора сопротивления ($\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$) в перпендикулярном плоскости образца магнитном поле B до 12 Тл и при фиксированных температурах 1,8–80 К в наноструктурах *n*-In_{0,2}Ga_{0,8}As/GaAs с одиночными и двойными туннельно-связанными квантовыми ямами. Различие между образцами определялось только шириной барьера между ямами. Эксперименты были проведены в Центре коллективного пользования «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН на установках Oxford Instruments и Quantum Design.

На рис. 1 представлены экспериментальные зависимости $\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$ для образцов с одиночной (рис. 1(а)) и двойной (рис. 1(б)) квантовыми ямами. В области слабых полей $B < 0,7$ Тл оба образца демонстрируют «диэлектрический» ход сопротивления при изменении температуры: $\rho_{xx}(B, T)$ увеличивается при уменьшении T . Начиная с некоторого значения магнитного поля B_C наблюдается обратное поведение, т.е. при увеличении температуры $\rho_{xx}(B, T)$ растет. Для образца с одиночной квантовой ямой эта тенденция ярко видна при $B > B_C$ вблизи магнитных полей, где $\rho_{xx}(B, T) = \rho_{xy}(B, T)$. Кроме того, следует обратить внимание, что положение температурно-независимой точки, в которой пересекаются кривые МС, снятые при различных температурах, смещается в большие поля с ростом T . Для образца с двойной квантовой ямой переход диэлектрик–металл в слабом поле виден не так ярко. При $B \approx 0,9$ Тл в образцах начинаются осцилляции Шубникова–де Гааза (с фактором заполнения $\nu = 8$).

Таблица 1. Параметры образцов: L_s — ширина спейсера, d_w — ширина ямы, d_b — ширина барьера, n_t — полная концентрация носителей заряда, μ — подвижность носителей, Δ_{sas} — ширина туннельной щели, E_F — энергия Ферми, B_C — значение магнитного поля, где происходит переход из диэлектрического состояния в фазу квантового эффекта Холла, κ — значение критического индекса для перехода из диэлектрического состояния в фазу квантового эффекта Холла. Значения n_t и μ приведены для самых низких температур эксперимента

Образец	L_s , нм	d_w , нм	d_b , нм	$n_t, 10^{15}$ м ⁻²	$\mu, \text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	Δ_{sas} , мэВ	E_F , мэВ	B_C , Тл	κ
3982	19	5	10	2,30	1,1	3,0	9,4	0,89	0,55
2981	19	5	7	2,05	1,6	7,4	8,4	0,6	0,41
2984	19	5	3,5	2,35	2,6	23,1	9,6	0,38	0,27
2982	19	10	0	2,10	1,2	-	8,6	0,83	0,12

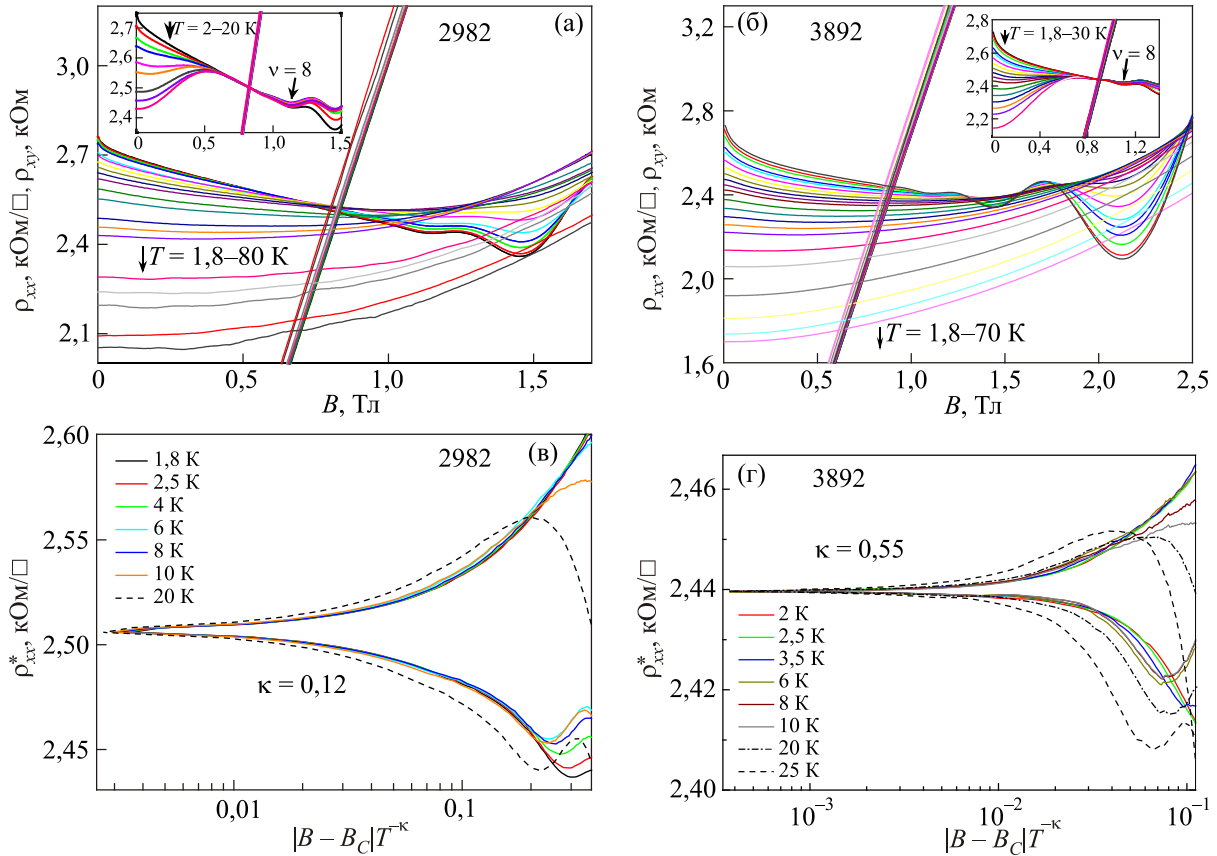


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Полевые зависимости $\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$ для образца 2982 при $T = 1,8-80$ К (а) и для образца 3892 при $T = 1,8-70$ К (б). На вставках: скорректированные зависимости $\rho_{xx}^*(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$ (см. текст). (в) и (г) Зависимости ρ_{xx}^* от $|B - B_C|T^{-\kappa}$ для образцов с одиночной 2982 (в) и двойной 3892 (г) квантовыми ямами.

Обсуждение

Итак, предметом нашего интереса является температурно-независимая точка B_C в области $\mu B \cong 1$, которая в наших образцах «размывается» с ростом T , т.е. наблюдается зависимость $B_C(T)$ (рис. 1). Такая температурная зависимость проводимости является необычной. Она наблюдалась и в работах [10–13], где авторами предпринимались попытки установить ее природу. Так, в работе [10] было показано, что учет вкладов слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия в диффузионном $\left(\frac{k_B T \tau}{\hbar} < 1\right)$ и баллистическом $\left(\frac{k_B T \tau}{\hbar} \gg 1\right)$ (k_B — постоянная Больцмана, τ — время свободного пробега, \hbar — постоянная Планка) режимах проводимости в рамках теории (см. [14]), учет влияния спиновых эффектов на электрон-электронное взаимодействие и учет осцилляций Шубникова-де Гааза не приводит к появлению такой температурной зависимости проводимости. Для того, чтобы получить хорошее качественное совпадение расчетных зависимостей компонент тензора проводимости $\sigma_{xx}(B, T)$ и $\sigma_{xy}(B, T)$ с экспериментальными, авторам [10] пришлось прибегнуть к введению дополнитель-

ных линейных по температуре вкладов как в диффузионном, так и в баллистическом режиме, причем решающую роль сыграл вклад в баллистическом режиме. В качестве механизмов проводимости, приводящих к появлению такого линейного вклада, могут быть проводимость в параллельном канале (например, в барьерах) или проводимость, обусловленная температурно-зависимым экранированием [15,16], к которым обращались авторы работ [11–13] при объяснении полученных ими необычных зависимостей проводимости. Однако полученные при этом параметры были далеки от теоретически предсказанных.

В работе [17] было показано, что зависимость $B_C(T)$ связана с температурной зависимостью подвижности $\mu(T)$ носителей заряда. Если учесть эту температурную зависимость и построить скорректированные компоненты тензора сопротивления $\rho_{xx}^*(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$ (рис. 1(а), 1(б) на вставках), то видно, что в области $\mu B = 1$ появилась ярко выраженная температурно-независимая точка, разделяющая две разные по проводящим свойствам фазы: «диэлектрическую» и «металлическую». Вблизи точки такого фазового перехода можно ожидать выполнения скейлинговых закономерностей [18,19] $|d\rho_{xx}/dB|_{B_C} \propto T^{-\kappa}$, где κ — критический индекс. Для каждого образца мы определили кри-

тический индекс κ из наклона зависимости $\ln\left(d\rho_{xx}^*/dB\Big|_{B=B_C}\right)$ от $\ln(T)$ (см. табл. 1), а затем экспериментальные значения ρ_{xx}^* были построены от скейлинговой переменной $|B - B_C|T^{-\kappa}$, как показано на рис. 1 (в) и (г). На рис. 1 (в) и (г) видно, что все кривые $\rho_{xx}^*(B, T)$ разбиваются на две ветви и прекрасным образом ложатся одна на другую при $T < 20$ К. Начиная с $T = 20$ К эта закономерность нарушается (пунктирные кривые на рис. 1 (в) и (г)). Кроме того, следует обратить внимание на высокую симметричность относительно горизонтальной оси двух ветвей $\rho_{xx}^*(B)$ на рис. 1 (в) и (г). Все перечисленное выше свидетельствует о том, что при $B = B_C$ происходит фазовый переход из диэлектрического состояния в фазу квантового эффекта Холла с фактором заполнения $\nu > 2$ ($\nu = n/n_B$, $n_B = eB/\hbar$ — кратность вырождения уровня Ландау, e — заряд электрона).

В рамках скейлинговых представлений, следующих из теории фазовых переходов и теории ренорм-группы, величина критического индекса κ определяется двумя факторами: $\kappa = p/2\gamma$, где p — показатель степени температурной зависимости длины фазовой когерентности $L_\varphi \propto T^{-p/2}$, который зависит от механизма неупругого рассеяния, и γ — критический индекс длины локализации ξ , которая определяет размер области, где электронные состояния локализованы. Гипотеза скейлинга [18,19] основана на предположении о степенной расходимости длины локализации $\xi(E)$, когда энергия электронов E приближается к критической энергии фазового перехода $E = E_C$: $\xi(E) = |E - E_C|^{-\gamma}$, или $\xi(B) = |B - B_C|^{-\gamma}$. При реальных температурах размер области локализованных состояний задается длиной фазовой когерентности L_φ , когда $\xi < L_\varphi$, все состояния локализованы, в обратном случае — делокализованы.

Скейлинговые представления нашли подтверждение при исследовании переходов между разными состояниями квантовой холловской жидкости, что соответствует переходам между плато квантового эффекта Холла [18,19]. Дискуссионным остается только вопрос об универсальности значений критических индексов κ , p и γ , которую предсказывает теория.

Теоретические представления о судьбе делокализованных состояний при уменьшении магнитного поля продолжают развиваться [1–3,20–22]. В пионерских работах [1–3], основываясь на следующем из скейлинговой гипотезы предсказании [4], что в нулевом магнитном поле даже слаборазупорядоченная двумерная система невзаимодействующих электронов при нулевой температуре должна быть изолятором, было показано, что в слабых магнитных полях делокализованные состояния должны смещаться вверх по энергии («всплы-

вать»), уходя на бесконечность по мере уменьшения B (гипотеза «всплывания»). Численные расчеты квантовой холловской системы в пределе слабого магнитного поля в рамках модели сильной связи [20] показали, что существует критическое магнитное поле, ниже которого уровни Ландау разрушаются. До этого критического поля в случае нулевого беспорядка энергия протяженных состояний линейно зависит от поля. Чем ниже уровень Ландау, тем меньше значение критического поля, так что уровни Ландау с малыми номерами могут преодолеть большую степень беспорядка в системе. В пределе сильного беспорядка эффекты перемешивания уровней Ландау могут вносить вклад во всплывание плотности состояний, даже если энергии протяженных состояний «не всплывают». В [21] утверждается, что переход изолятор–квантовая холловская жидкость из «диэлектрического» состояния в состояние с $\nu > 2$ в полном соответствии со стандартной скейлинговой теорией КЭХ определяет границы кроссовера между слабой локализацией (квантовые интерференционные эффекты в слабом магнитном поле) и сильной локализацией (КЭХ в квантующих магнитных полях). При этом возможность наблюдения «всплывания» состояний существенно ограничена большой длиной локализации при экспоненциально малых температурах и экспоненциально малых размерах системы. Тем не менее недавно в работе [22] была предложена модель микроскопического описания этого перехода, согласно которой по разные стороны от него в пространстве разделяются области фазового действия магнитного поля, где оно влияет на интерференцию в процессе множественных актов рассеяния носителей заряда, и орбитального действия магнитного поля, где существенным становится изгиб траектории движения электрона и формирование циклотронной орбиты. В этой модели получен результат, подтверждающий сценарий «всплывания», и сделано количественное предсказание об удвоении критического индекса длины локализации γ при «всплывании» делокализованных состояний.

Обсудим полученные нами количественные результаты для критического индекса κ (табл. 1). Отклонение κ к значениям бóльшим универсального $\kappa = 0,42$, полученного в пределе короткодействующего потенциала рассеяния [18,19], обычно связывают с влиянием крупномасштабного рассеивающего потенциала (см., например, [5,6]). Отклонение κ к значениям меньше универсального связано: с уменьшением времени неупругого рассеяния электронов при увеличении степени беспорядка в системе; с влиянием крупномасштабных неоднородностей, присутствующих в образце [18]; теоретические работы, где предпринимались попытки учесть влияние электрон-электронных взаимодействий, также дают значения $\kappa < 0,42$ [18]. Действительно, в ряде экспериментальных работ [7,23] было показано, что как электрон-электронное взаимодействие, так и

спиновые эффекты существенны для понимания природы исчезновения делокализованных состояний при уменьшении магнитного поля.

В литературе можно обнаружить значения κ в интервале от 0,15 до 0,82 (см. [5–8]). В работе [5] показано, что κ увеличивается от 0,3 до 0,8 с ростом концентрации электронов в структуре $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ при изменении напряжения на затворе, что объясняется усилением влияния дальнедействующего случайного потенциала. Авторы работы [6] также показывают, что в квантовых ямах GaAs с самоорганизующимися квантовыми точками InAs, которые служат источником короткодействующего случайного потенциала, отклонения значений κ (причем как в большую сторону $\kappa \approx 0,47$, так и в меньшую $\kappa \approx 0,15$) от среднего значения $\kappa \approx 0,33$, полученного в широком интервале напряжений на затворе, наблюдаются только при самых больших концентрациях носителей, когда электроны эффективно экранируют рассеивающий потенциал, и он становится существенно дальнедействующим.

Видно, что в наших структурах значения κ уменьшаются с уменьшением ширины барьера. У нас нет корреляции с изменением полной концентрации носителей n_t , можно считать, что n_t в серии образцов практически одинакова (см. табл. 1). Однако видно, что при прочих равных условиях в образцах с двойными квантовыми ямами сильно (в два раза) увеличивается подвижность носителей заряда при уменьшении ширины барьера между ямами (см. табл. 1). При уменьшении ширины барьера сильно увеличивается ширина туннельной щели Δ_{sas} (см. табл. 1), разделяющей симметричную и антисимметричную подзоны, здесь представляющие собой два нижних уровня размерного квантования, так что в образцах 3892 и 2981 оказываются заполнены две подзоны, а в 2984 — уже только одна подзона размерного квантования [10,17,24]. При уменьшении d_b концентрация носителей в нижней подзоне n_l растет [10,17], и в образце с более высокой n_l электроны более эффективно будут экранировать рассеивающие центры, находящиеся в активном слое. Следствиями этого являются увеличение эффективной подвижности μ и усиление влияния дальнедействующего случайного потенциала, аналогично тому, что было показано в [5,6]. Усиление роли дальнедействующего потенциала при уменьшении ширины барьера может привести к наблюдаемому уменьшению значений κ при уменьшении ширины барьера между ямами.

Таким образом, проведены исследования квантового магнитотранспорта на серии структур с одиночной и двойными квантовыми ямами $n\text{-In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}$, отличающимися шириной барьера между ямами, в магнитных полях до 12 Тл при $T = 1,8\text{--}80$ К. Показано, что при $\omega_c \tau \approx 1$ существует критическое значение магнитного поля, вблизи которого выполняется скей-

линговое соотношение $\rho_{xx} \propto |B - B_C| T^{-\kappa}$, что свидетельствует о наблюдении фазового перехода из диэлектрического состояния в фазу квантового эффекта Холла. Обнаружено, что значение критического индекса κ , характеризующего этот переход, зависит от ширины барьера в структурах с двойными квантовыми ямами.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Электрон», № 01201463326), РФФИ: гранты №17-02-00330 и №16-32-00725, при частичной поддержке комплексной программы УрО РАН №15-9-2-21.

1. D.E. Khmel'nitskii, *Phys. Lett. A* **106**, 182 (1984).
2. R.B. Laughlin, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 2304 (1984).
3. S.A. Kivelson, *et al.*, *Phys. Rev. B* **46**, 2223 (1992).
4. E. Abrahams, P.W. Anderson, D.C. Licciardello, and T.V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 673 (1979).
5. K.H. Gao, G. Yu, Y.M. Zhou, *et al.*, *J. Appl. Phys.* **108**, 063701 (2010).
6. Gil-Ho Kim, C.T. Liang, C.F. Huang, J.T. Nicholls, D.A. Ritchie, P.S. Kim, C.H. Oh, J.R. Juang, and Y.H. Chang, *Phys. Rev. B* **69**, 073311 (2004).
7. Shun-Tsung Lo, Chang-Shun Hsu, Y.M. Lin, S.-D. Lin, C.P. Lee, Sheng-Han Ho, Chiashain Chuang, Yi-Ting Wang, and C.-T. Liang, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 012106 (2014).
8. E. Pallecchi, M. Ridene, D. Kazazis, F. Lafont, F. Schopfer, W. Poirier, M.O. Goerbig, D. Mailly, and A. Ouerghi, *Scientific Rep.* **3**, 1791 (2013).
9. Yu.G. Arapov, G.I. Harus, O.A. Kuznetsov, V.N. Neverov, N.G. Shelushinina, *Semiconductors* **33**, 1073 (1999).
10. Ю.Г. Арапов, И.В. Карсканов, Г.И. Харус, В.Н. Неверов, Н.Г. Шелушинина, М.В. Якунин, *ФНТ* **35**, 44 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 32 (2009)].
11. C.F. Emeleus, T.E. Wall, D.W. Smith, N.L. Matthey, R.A. Kubik, E.H.C. Parker, and M.J. Kearney, *Phys. Rev. B* **47**, 10016 (1983).
12. P.T. Coleridge, A.S. Sachrajda, and P. Zawadzki, *Phys. Rev. B* **65**, 125328 (2002).
13. A. Senz, T. Ihn, T. Heinzel, K. Ensslin, G. Dehlinger, D. Grutzmacher, and U. Gennser, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4357 (2000).
14. G. Zala, B.N. Narozhny, and I.L. Aleiner, *Phys. Rev. B* **65**, R020201 (2001).
15. A. Gold and V.T. Dolgoplov, *Phys. Rev. B* **33**, 1076 (1986).
16. S. Das Sarma and H.W. Hwang, *Phys. Rev. B* **61**, R7838 (2000).
17. Ю.Г. Арапов, С.В. Гудина, В.Н. Неверов, С.М. Подгорных, А.П. Савельев, М.В. Якунин, *ФНТ* **41**, 289 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 221 (2015)].
18. A.M.M. Pruisken, *Intern. J. Mod. Phys. B* **24**, 1895 (2010).
19. В.Т. Долгополов, *УФН* **184**, 113 (2014).
20. D.Z. Liu, X.C. Xie, and Q. Niu, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 975 (1996).
21. Bodo Huckestein, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3141 (2000).
22. V.V. Mikhitarian, V. Kagalovsky, and M.E. Raikh, *Phys. Rev. B* **81**, 165426 (2010).

23. Shun-Tsung Lo, Yi-Ting Wang, Sheng-Di Lin, Gottfried Strasser, Jonathan P Bird, Yang-Fang Chen, and Chi-Te Liang, *Nanoscale Research Lett.* **8**, 307 (2013).
24. С.В. Гудина, Ю.Г. Арапов, В.Н. Неверов, С.М. Подгорных, М.В. Якунин, *ФНТ* **39**, 481 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 374 (2013)].

Insulator–quantum Hall transition in n -InGaAs/GaAs heterostructures

A.P. Savelyev, S.V. Gudina, Yu.G. Arapov, V.N. Neverov, S.M. Podgornykh, and M.V. Yakunin

Longitudinal $\rho_{xx}(B, T)$ and Hall $\rho_{xy}(B, T)$ magnetoresistances have been investigated experimentally as a function of the transverse magnetic field B up to 12 T in the temperature range $T = 1.8$ –80 K in

n -InGaAs/GaAs nanostructures with single and double strongly-coupled quantum wells with different barrier widths. It is shown that there is a critical value of magnetic field in the vicinity of $\omega_c\tau \cong 1$ where the scaling ratio $\rho_{xx} \propto |B - B_C|T^{-\kappa}$ is valid which indicates the observation of a genuine insulator–quantum Hall liquid phase transition. It was found that the value of the critical exponent κ depends on the width of the barrier between the double quantum wells. The nature of such a behavior is discussed.

PACS: 73.21.Fg Quantum wells;

73.40.–c Electronic transport in interface structures;

73.43.Qt Magnetoresistance.

Keywords: double quantum wells, quantum magnetotransport, insulator–quantum Hall transition.