

# Условия экспериментального наблюдения критического поведения продольного и холловского сопротивления в режиме квантового эффекта Холла в гетероструктурах на основе арсенида галлия и индия

А.С. Клепикова<sup>1</sup>, Ю.Г. Арапов<sup>1</sup>, С.В. Гудина<sup>1</sup>, В.Н. Неверов<sup>1</sup>, Г.И. Харус<sup>1</sup>,  
Н.Г. Шелушина<sup>1</sup>, М.В. Якунин<sup>1,2</sup>, Б.Н. Звонков<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения РАН, ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620041, Россия  
E-mail: neverov@imp.uran.ru,  
klepikova@imp.uran.ru

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

<sup>3</sup>Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», пр. Гагарина, 23, корп. 3, г. Нижний Новгород, 603950, Россия

Статья поступила в редакцию 6 декабря 2016 г., опубликована онлайн 24 февраля 2017 г.

Проведены исследования целочисленного квантового эффекта Холла (КЭХ) для гетеросистемы  $n$ -InGaAs/GaAs с одиночной и двойной квантовыми ямами до и после ИК подсветки в широком диапазоне магнитных полей 0–16 Тл и температур 0,05–4,2 К. Изучены особенности критического поведения продольного и холловского сопротивления в области переходов плато–плато КЭХ для выявления условий экспериментального наблюдения режима скейлинга. Проведен анализ температурной зависимости ширины переходов на основе представлений теории двухпараметрического скейлинга.

Проведено дослідження цілочисельного квантового ефекту Холла (КЕХ) для гетеросистеми  $n$ -InGaAs/GaAs з одиночною і подвійною квантовими ямами до і після ІЧ підсвічування в широкому діапазоні магнітних полів 0–16 Тл і температур 0,05–4,2 К. Вивчено особливості критичної поведінки позовжнього і холлівського опору в області переходів плато–плато КЕХ для виявлення умов експериментального спостереження режиму скейлінгу. Проведено аналіз температурної залежності ширини переходів на основі уявлень теорії двопараметричного скейлінгу.

PACS: 73.21.Fg Квантовые ямы;  
73.40.-с Электронный транспорт в интерфейсных структурах;  
73.43.-f Квантовые эффекты Холла.

Ключевые слова: квантовый эффект Холла, гипотеза скейлинга, масштаб примесного потенциала.

## 1. Введение

Квантовый эффект Холла (КЭХ) тесно связан с проблемой локализации электронов в неупорядоченной двумерной системе. В настоящее время общепринято, что появление квантованных плато на зависимостях холловского сопротивления от магнитного поля обус-

ловлено существованием щелей подвижности в плотности состояний неупорядоченной двумерной системы в квантующем магнитном поле. После открытия КЭХ и успешного объяснения квантованного значения холловского сопротивления на плато КЭХ исследователи ожидали, что переходы между плато также будут описываться универсальными зависимостями. В теорети-

ческом плане этим представлениям отвечает гипотеза двухпараметрического скейлинга в режиме целочисленного квантового эффекта Холла [1–4].

К настоящему времени строго и последовательно развита ее часть для рассеяния на короткодействующем примесном потенциале с предсказаниями конкретных результатов, которые можно проверить на эксперименте. Для области делокализованных состояний теория скейлинга предсказывает, что при температуре, стремящейся к нулю, ширина полосы делокализованных состояний в центре уровней Ландау стремится к нулю по степенному закону  $T^{\kappa}$ . Здесь  $\kappa = p / 2\gamma$ , множитель  $p$  определяет температурную зависимость времени неупругого рассеяния,  $\gamma \cong 2, 4$  — критический индекс длины локализации. В литературе довольно часто такое скейлинговое поведение называют «универсальным».

Первые экспериментальные исследования на гетероструктурах InGaAs/InP с низкой подвижностью [5] показали справедливость скейлинговой гипотезы: температурные зависимости ширины полосы делокализованных состояний хорошо описывались степенным законом. Однако дальнейшие экспериментальные исследования переходов плато–плато КЭХ обнаружили большое разнообразие наблюдаемых критических индексов или даже отсутствие степенных (скейлинговых) зависимостей ширины перехода вплоть до самых низких температур [6]. Таким образом, теорию скейлинга в режиме КЭХ нельзя считать полностью подтвержденной экспериментально. По какой причине (качество существующих образцов или фундаментальные причины), этот вопрос остается дискуссионным. Исследования в этой области на новых материалах и в новых типах двумерных структур являются актуальными.

Отметим, что во многих теоретических и экспериментальных работах [7–11] показано, что наличие в системе крупномасштабных флуктуаций примесного потенциала значительно усложняет наблюдение критических квантовых явлений и отмечается существенная роль именно короткодействующего хаотического потенциала для обнаружения скейлинговых закономерностей.

Теоретические представления [1–4] относятся к системе невзаимодействующих электронов, тогда как в реальных системах необходимо принимать во внимание электрон–электронное ( $e-e$ ) взаимодействие. Последовательный учет влияния  $e-e$  взаимодействия на критические свойства переходов плато–плато в режиме целочисленного КЭХ развит в работах Пруискена и Бурмистрова ([12] и ссылки в ней). В [12] обосновывается применимость скейлинговой концепции при рассмотрении ширины переходов плато–плато КЭХ для взаимодействующих электронов — так называемый трехпараметрический скейлинг, где в качестве треть-

го параметра на диаграммах потока выступает параметр  $e-e$  взаимодействия в синглетном канале.

Фундаментальные зависимости квантового эффекта Холла проявляются одинаково как в системах с простым видом потенциальной ямы для квазичастиц (одиночная квантовая яма), так и для более сложного вида потенциала конфайнмента (туннельно-связанные двойные квантовые ямы). Однако двойные квантовые ямы, по сравнению с одиночными, позволяют дополнительно контролировать характер рассеивающего потенциала. С одной стороны, это экранирование удаленных заряженных примесей для второго слоя квантовой ямы (уменьшение амплитуды крупномасштабного потенциала). С другой стороны, появление в квантовой яме дополнительно двух гетеропереходов увеличивает вклад рассеяния на шероховатостях гетерограницы (вклад короткодействующего потенциала рассеяния).

Кроме того, изучение скейлинговых закономерностей в режиме КЭХ может быть перспективным именно в туннельно-связанных двойных квантовых ямах. В этих системах степень зависимости (или независимости) отдельных слоев и, тем самым, характер  $e-e$  взаимодействия в двумерном слое, может контролироваться напряжением на затворе и/или параллельным плоскости структуры магнитным полем, а также в результате воздействия подсветки инфракрасным светом (ИК подсветки).

Целью настоящей работы является нахождение условий экспериментального наблюдения критического поведения продольного и холловского сопротивления (режима скейлинга) в областях квантовых фазовых переходов плато–плато КЭХ в результате детального исследования сопротивления гетеросистем InGaAs/GaAs с одиночной и двойной квантовыми ямами до и после ИК подсветки в широком диапазоне магнитных полей и температур. Исследования магнитотранспорта в режиме КЭХ выполнены для структур одинакового состава  $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}$  как с одиночной, так и с двойной квантовыми ямами  $n\text{-InGaAs}$  для проведения сравнительного анализа результатов, полученных для этих систем.

## 2. Характеристика образцов

Гетероструктуры  $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  были выращены методом металлоорганической газофазной эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs в НИФТИ Нижегородского университета группой Б.Н. Звонкова. Гетероструктуры представляют собой последовательность эпитаксиальных слоев, формирующих одну или две квантовые ямы  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Структуры симметрично  $\delta$ -легированы Si в барьерах на расстоянии 19 нм от гетерограниц. Технологические параметры образцов и схематический профиль структуры приведены в табл. 1. Измерения проводились в геометрии холловского мостика.

Таблица 1. Технологические параметры исследованных образцов с одиночной (SQW) и двойной (DQW) квантовыми ямами ( $d_w$  — ширина ямы,  $d_b$  — ширина барьера,  $L_s$  — ширина спейсера).

Образец	$L_s, \text{Å}$	$d_w, \text{Å}$	$d_b, \text{Å}$	$x$	Профиль
SQW	190	100	0	0,18	
DQW	190	2×50	70	0,2	

Можно выделить следующие основные механизмы рассеяния носителей тока в исследованных образцах.

Рассеяние на удаленных (remote) заряженных примесях в легирующих  $\delta$ -слоях Si. Масштаб потенциала  $a$  порядка величины спейсера  $L_s$ :  $a \sim L_s \sim 20$  нм — плавный крупномасштабный потенциал.

Сплавное (alloy) рассеяние на атомах In в твердом растворе InGaAs, потенциал атомного масштаба — короткодействующий потенциал.

Рассеяние на шероховатостях гетерограниц, которое особенно существенно для двойной квантовой ямы: большее число гетерограниц, более узкие ямы  $d_w \sim 5$  нм. Размер шероховатостей  $\Delta \sim 2-4$  Å, среднее расстояние между неровностями  $\Lambda \sim 30$  Å (оценки для AlGaAs/GaAs [13]). Короткодействующий потенциал при  $l_B \sim 10$  нм.

Важным моментом в наших исследованиях является возможность изменять характер рассеивающего потенциала в системе InGaAs/GaAs и улучшать качество образца (однородность по концентрации носителей) с помощью эффекта замороженной фотопроводимости благодаря эффективному экранированию крупномасштабного примесного потенциала электронами, возбужденными в результате ИК подсветки.

Концентрация носителей заряда изменялась путем максимального засвечивания образца инфракрасным светом (максимальная концентрация) при последующем ее снижении в области высоких температур. Концентрации и подвижности носителей заряда в исследуемых образцах до и после ИК подсветки представлены в табл. 2.

Измерения производились в центре коллективного пользования Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов Института физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской

Таблица 2. Концентрации и подвижности гетероструктур  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  с одиночной и двойной квантовой ямой до и после освещения ИК светом

Тип	$T, \text{K}$	$n, 10^{15} \text{ м}^{-2}$	$\mu, \text{ м}^2 / (\text{В}\cdot\text{с})$	Тип	$T, \text{K}$	$n, 10^{15} \text{ м}^{-2}$	$\mu, \text{ м}^2 / (\text{В}\cdot\text{с})$
SQW	1,8	2,1	1,2	DQW	0,05	2,1	1,2
SQW+IR	1,8	3,7	2,9	DQW+IR	0,05	4,7	2,7

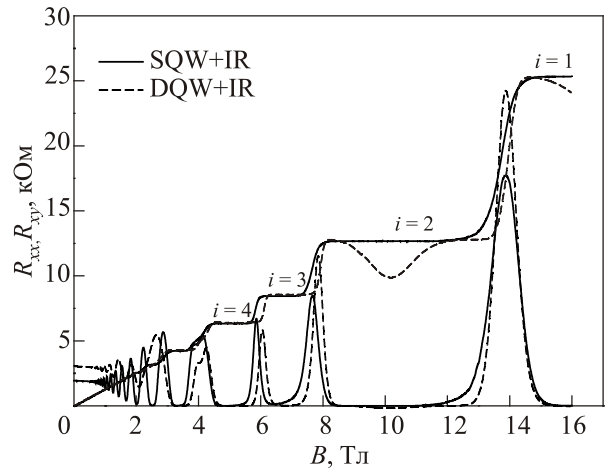


Рис. 1. Зависимости продольного и холловского сопротивлений от магнитного поля в режиме квантового эффекта Холла для гетероструктур  $n\text{-InGaAs}/\text{GaAs}$  с одиночной (SQW+IR) и двойной (DQW+IR) квантовой ямой при  $T = 0,05$  К после ИК подсветки,  $i$  — номер плато КЭХ.

ской академии наук и в Институте Ван дер Ваальса-Зеемана Университета Амстердама, Голландия.

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Проведены измерения продольной и холловской компонент тензора сопротивления  $\rho_{xx}(B, T)$  и  $\rho_{xy}(B, T)$  в гетероструктурах  $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  с одиночной и двойной квантовой ямой в магнитных полях  $B \leq 16$  Тл в интервале температур  $T = 0,05-4,2$  К при различной концентрации электронов, которая изменялась путем подсветки образцов инфракрасным излучением.

На рис. 1 представлена сравнительная картина зависимостей продольного и холловского сопротивлений от магнитного поля в режиме квантового эффекта Холла для гетероструктур с одиночной и двойной квантовой ямой InGaAs/GaAs при  $T = 0,05$  К после ИК подсветки. На рис. 1 видно, что после максимальной ИК засветки гетероструктуры с одиночной и двойной квантовыми ямами имеют подобные картины магнитопольевых зависимостей, соответствующие близким значениям концентрации носителей заряда.

#### 3.1. Определение критических индексов

В этом разделе ставится следующая задача: исследовать температурную зависимость ширины переходов плато-плато КЭХ и, тем самым, получить сведения о

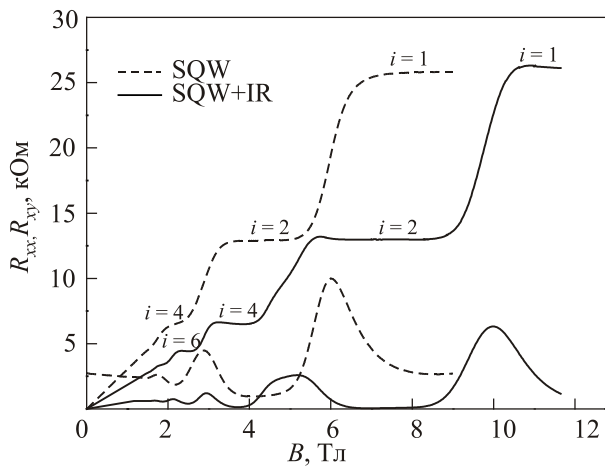


Рис. 2. Сравнительная картина КЭХ для гетероструктуры *n*-InGaAs/GaAs с одиночной квантовой ямой до (SQW) и после (SQW+IR) освещения инфракрасным светом при  $T = 1,8$  К.

температурной зависимости ширины полосы делокализованных состояний вблизи середины подзон Ландау, а также определить критические индексы теории скейлинга и сделать выводы о характере рассеивающего потенциала в исследуемых структурах.

**3.1.1. Гетероструктура с одиночной квантовой ямой InGaAs/GaAs.** Был исследован переход с первого на второе плато КЭХ ( $1 \rightarrow 2$ ) в структуре с одиночной квантовой ямой. На рис. 2 представлена картина квантового эффекта Холла при  $T = 1,8$  К в структуре с одиночной квантовой ямой до и после ИК подсветки.

При исследовании температурной зависимости ширины полосы делокализованных состояний использована методика, предложенная в [14]. Зависимость ширины перехода  $1 \rightarrow 2$  от температуры для неосвещенного образца *n*-InGaAs/GaAs с одиночной квантовой ямой опи-

сывается линейной зависимостью (вставка на рис. 3(a))  $\Delta v(T) = \alpha T + \beta$  с параметрами  $\alpha = 0,031 \pm 0,002$  и  $\beta = 0,034 \pm 0,007$ . Найденная линейная зависимость ширины перехода плато–плато  $1 \rightarrow 2$  от температуры в неосвещенном образце *n*-InGaAs/GaAs с одиночной квантовой ямой является *квазиклассической* по природе и может быть обусловлена существенным вкладом *крупномасштабных флуктуаций* примесного потенциала [7,9], а также достаточной степенью макроскопической неоднородности в неосвещенном образце [11,15].

После воздействия ИК излучения зависимость ширины перехода плато–плато  $1 \rightarrow 2$  от температуры описывается степенной (скейлинговой) функцией  $\Delta v(T) \sim (T/T_0)^{\kappa}$  с  $\kappa = 0,25 \pm 0,02$  ( $0,4 \text{ К} \leq T \leq 1,8 \text{ К}$ ) и  $\kappa = 0,70 \pm 0,12$  ( $T = 2,6\text{--}4,2 \text{ К}$ ) с температурой кроссовера  $T_{\text{cross}} \cong 2 \text{ К}$  (рис. 3(a)). Наблюдаемое при низких температурах значение  $\kappa = 0,25 \pm 0,02$  достаточно хорошо соответствует оценкам теоретических работ для *короткодействующего* потенциала электрон–электронного взаимодействия,  $\kappa_{\text{theor}} = 0,21$  [16–18]. С другой стороны, значение  $\kappa = 0,70 \pm 1,2$ , полученное при температурах 2,6–4,2 К, близко к квазиклассической оценке для крупномасштабного примесного потенциала  $\kappa_{\text{theor}} = 0,75$  [19,20].

Наблюдаемое поведение  $\Delta v(T)$  можно интерпретировать как переход от процесса квантового туннелирования при  $T < T_{\text{cross}}$  к классическому протеканию при  $T > T_{\text{cross}}$ , при основной роли *крупномасштабного* примесного потенциала в процессах рассеяния носителей в освещенном образце.

В работе проведена оценка не только первого (relevant) критического индекса теории двухпараметрического скейлинга КЭХ, описывающего сужение ширины полосы делокализованных состояний в центре

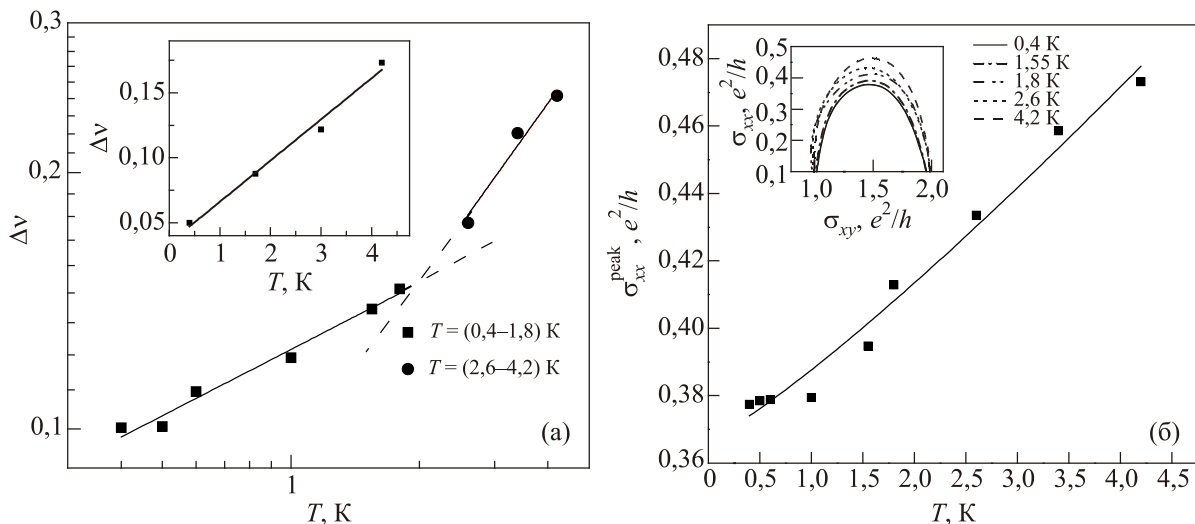


Рис. 3. (a) Зависимость ширины полосы делокализованных состояний от температуры для образца (SQW+IR). На вставке: зависимость  $\Delta v(T)$  для образца SQW. (б) Температурная зависимость пиковых значений проводимости (для  $0^-$  пика) в гетероструктуре *n*-InGaAs/GaAs (SQW+IR). На вставке: зависимость продольной проводимости от магнитного поля для  $0^-$  пика.

уровня Ландау при  $T \rightarrow 0$  (как следствие расходимости длины локализации), но и второго (irrelevant) критического индекса, описывающего стремление пиковых значений продольной проводимости ( $\sigma_{xx}^{\text{peak}}$ ) к предельному значению  $\sigma_{xx}^c = 0,5 e^2/h$  при  $T = 0$  в бесконечном образце [4].

Для оценки второго критического индекса проанализирована температурная зависимость значений  $\sigma_{xx}^{\text{peak}}$  для исследованных гетероструктур после подсветки инфракрасным светом.

В температурной зависимости амплитуды пика  $\sigma_{xx}(T)$  можно выделить две области [21–23]. В области низких температур  $kT \ll \Delta\nu$  ( $\Delta\nu$  — ширина полосы делокализованных состояний) реализуется режим скейлинга, когда

$$\sigma_{xx}^{\text{peak}} - \sigma_{xx}^c \sim T^{\mu_\sigma}, \quad (1)$$

где  $\mu_\sigma = -p y_\sigma / 2$ ,  $y_\sigma$  — масштабная размерность продольного сопротивления вблизи фиксированной критической точки ( $i + 1/2, \sigma_{xx}^c$ ). При  $kT > \Delta\nu$  скейлинговая зависимость незначительна, и, согласно [21–23],

$$\frac{h}{e^2} \sigma_{xx}^{\text{peak}} = a + \frac{T_2}{T}. \quad (2)$$

Для структуры с одиночной квантовой ямой после ИК подсветки (SQW+IR) в исследованном интервале температур зависимость амплитуды 0-пика продольной проводимости описывается формулой (1) с параметром  $\mu_\sigma = 1,2 \pm 0,2$  (рис. 3(б)). Полагая интервал значений  $1 \leq p \leq 2$ , получаем оценку для второго критического индекса теории двухпараметрического скейлинга  $-2,4 \leq y_\sigma \leq -1,2$ . Эти результаты находятся в согласии с имеющимися в настоящее время экспериментальными оценками второго критического индекса теории двухпараметрического скейлинга для систем с крупномасштабным примесным потенциалом [9,23] (см. табл. 3).

В табл. 3 представлены экспериментальные значения критических индексов и минимальных значений пиковых величин продольной проводимости для структур с

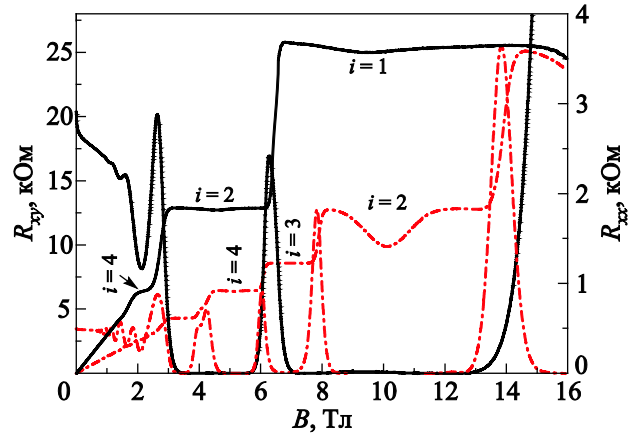


Рис. 4. (Онлайн в цвете) КЭХ для гетероструктуры  $n$ -InGaAs/GaAs с двойной квантовой ямой до (DQW) и после (DQW+IR) освещения ИК светом при  $T = 0,5$  К.

крупномасштабным примесным потенциалом. Из сравнительной таблицы видно, что наши результаты для структуры с одиночной квантовой ямой после ИК подсветки достаточно хорошо совпадают с экспериментальными результатами других авторов (см. табл. 3).

3.1.2. Гетероструктура с двойной квантовой ямой InGaAs/GaAs. Нами исследованы переходы с первого на второе плато КЭХ ( $1 \rightarrow 2$ ) в структуре с двойной квантовой ямой до ИК подсветки и переходы  $1 \rightarrow 2$ ,  $2 \rightarrow 3$  и  $3 \rightarrow 4$  в структуре с двойной квантовой ямой после ИК подсветки (DQW+IR). На рис. 4 представлена картина квантового эффекта Холла в структуре с двойной квантовой ямой до и после ИК подсветки при  $T = 0,05$  К.

Для неосвещенного образца с двойной квантовой ямой обнаружено, что температурная зависимость ширины полосы делокализованных состояний для перехода  $1 \rightarrow 2$  описывается степенной зависимостью  $\Delta\nu(T) \sim T^\kappa$  с показателем степени  $\kappa = 0,48 \pm 0,04$  (вставка на рис. 5(a)), что достаточно хорошо соответствует классическому результату  $\kappa = 0,42 \pm 0,01$  для гетероструктуры In<sub>0,53</sub>Ga<sub>0,47</sub>As/InP [5] и новым экспериментальным результатам для гетероструктур Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/Al<sub>0,32</sub>Ga<sub>0,68</sub>As ( $\kappa = 0,42 \pm 0,01$ ) [10,11].

Таблица 3. Экспериментальные значения критических индексов и минимальных значений пиковых величин продольной проводимости для структур с крупномасштабным примесным потенциалом

Образец	Переход	$\sigma_{xx}^c, e^2/h$	$\kappa$	$\mu_\sigma$	$ y_\sigma $
SQW $n$ -InGaAs/GaAs	$1 \rightarrow 2, (0^-)$	$0,37 \pm 0,03$	$0,25 \pm 0,04,$ $T < 2$ К; $0,70 \pm 0,12, T < 2$ К	$1,2 \pm 0,2$	$1,2-2,4$ при $1 < p < 2$
$p$ -Ge/GeSi [23]	$1 \rightarrow 2, (0^-)$ $2 \rightarrow 3, (1^+)$	$0,33 \pm 0,03$ $0,30 \pm 0,03$	$\nu_0 = \alpha T + \beta$	$1,0 \pm 0,1$	$1-2$ при $1 < p < 2$
$n$ -InGaAs/InP [9]	плато–изолятор	–	$0,57 \pm 0,03$	$2,5 \pm 0,05$	$2,5-5$ при $1 < p < 2$



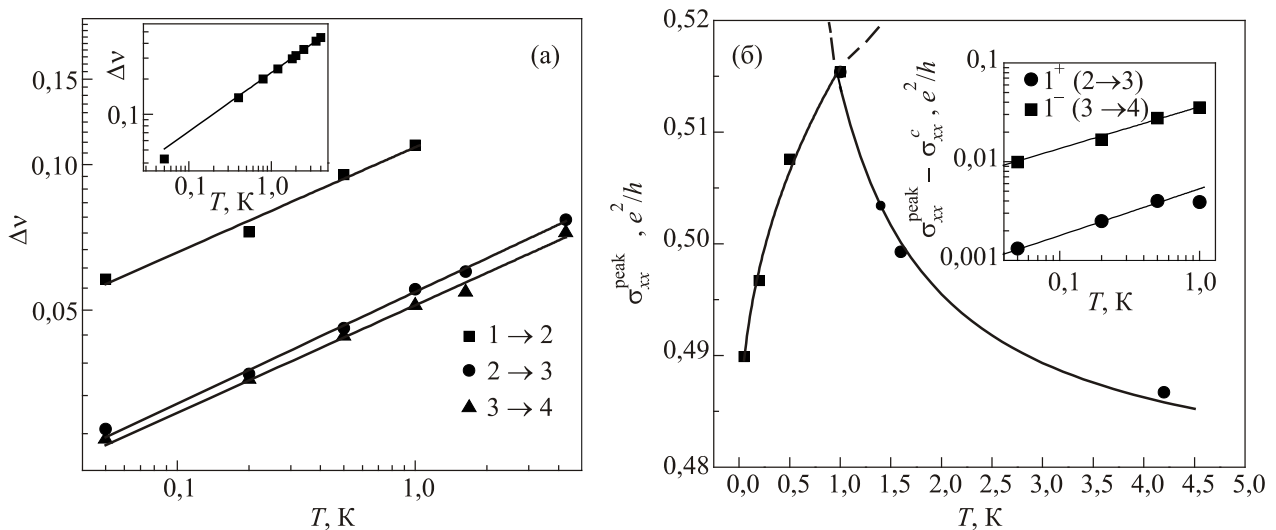


Рис. 5. (а) Зависимость ширины полосы делокализованных состояний от температуры для образца  $n$ -InGaAs/GaAs (DQW+IR) в двойном логарифмическом масштабе. На вставке: зависимость  $\Delta v(T)$  для образца DQW в двойном логарифмическом масштабе. (б) Зависимость пиковых значений проводимости  $\sigma_{xx}^{\text{peak}}$  от температуры для перехода  $3 \rightarrow 4$  в DQW+IR. На вставке зависимость пиковых значений проводимости  $\sigma_{xx}^{\text{peak}}$  от температуры для переходов  $2 \rightarrow 3$  и  $3 \rightarrow 4$  в DQW при  $T \leq 1$  K в двойном логарифмическом масштабе.

Уникальные результаты получены для образца с двойной квантовой ямой после инфракрасной подсветки (рис. 5(а)). При исследовании переходов  $1 \rightarrow 2$ ,  $2 \rightarrow 3$  и  $3 \rightarrow 4$  также наблюдалась степенная зависимость ширины полосы делокализованных состояний от температуры, однако с другими значениями показателя степени:  $\kappa = 0,22 \pm 0,01$  для переходов  $1 \rightarrow 2$  и  $2 \rightarrow 3$ ,  $\kappa = 0,21 \pm 0,01$  для перехода  $3 \rightarrow 4$ .

Такое критическое поведение  $\Delta v(T)$  для переходов  $1 \rightarrow 2$ ,  $2 \rightarrow 3$  и  $3 \rightarrow 4$  хорошо соответствуют теоретическим оценкам для случая короткодействующего примесного потенциала при учете экранированного потенциала  $e-e$  взаимодействия ( $\kappa = 0,21$ ) [16–18]. Эффективное экранирование дальнегодействующего кулоновского потенциала  $e-e$  взаимодействия может достигаться введением в образец металлического слоя, параллельного проводящему 2D слою [17], что естественным образом реализуется в двойной квантовой яме.

Таким образом, в структуре  $n$ -InGaAs/GaAs с двойной квантовой ямой реальное скейлинговое поведение,  $\Delta v(T) \sim T^\kappa$ , наблюдается для перехода  $1 \rightarrow 2$  в неосвещенном образце и для переходов  $1 \rightarrow 2$ ,  $2 \rightarrow 3$  и  $3 \rightarrow 4$  в образце после воздействия ИК излучения благодаря эффективному экранированию крупномасштабного потенциала удаленных заряженных примесей. Как и в работах [10,11], подобное поведение можно связать с решающей ролью короткодействующего потенциала сплавного рассеяния (в нашем случае рассеяние на атомах In в твердом растворе InGaAs [24]), а также потенциала рассеяния на шероховатостях гетерограниц GaAs/InGaAs.

Для образца с двойной квантовой ямой после ИК подсветки также проведена оценка второго критического

индекса теории скейлинга, экспериментальные оценки которого для систем с короткодействующим примесным потенциалом на данный момент, насколько нам известно, отсутствуют.

Как видно на рис. 5(б), для исследованных пиков  $1^-$  и  $1^+$  переход к режиму скейлинга, описываемого уравнением (1), происходит при  $T \leq 1$  K. При  $T = 1,0-4,2$  K реализуется квазиклассический режим (2), а именно уменьшение амплитуды пика из-за температурного размытия функции распределения Ферми–Дирака.

Экспериментально полученные значения второго критического индекса для структуры с двойной квантовой ямой ( $\mu_\sigma \approx 0,48$  для пика  $1^-$  и  $\mu_\sigma \approx 0,42$  для пика  $1^+$ ) достаточно хорошо соответствуют имеющимся в настоящее время теоретическим оценкам [12,25–28] (см. табл. 4).

В табл. 4 представлены экспериментальные величины критических индексов и минимальных значений пиковых величин продольной проводимости в ИК освещенном образце InGaAs/GaAs с двойной квантовой ямой и теоретические результаты для систем с  $\delta$ -образным примесным потенциалом с учетом короткомасштабного  $e-e$  взаимодействия. Из таблицы видно хорошее совпадение как по критическим индексам, так и по пиковым значениям, что говорит о хорошем качестве образца с двойной квантовой ямой после ИК подсветки. То, что подобной универсальности не наблюдалось в структуре с одиночной квантовой ямой, позволяет сделать вывод о перспективности наблюдения скейлинговых закономерностей именно в структурах с двойной квантовой ямой.

Таблица 4. Экспериментальные величины критических индексов и минимальных значений пиковых величин продольной проводимости в ИК освещенном образце InGaAs/GaAs с двойной квантовой ямой и теоретические результаты для систем с  $\delta$ -образным примесным потенциалом с учетом короткомасштабного электрон-электронного взаимодействия

	$\sigma_{xx}^c, e^2/h$	$\kappa$	$\mu_\sigma$	$ y_\sigma $
Эксперимент	$0^-$ пик $0,35 \pm 0,01$ $1^+$ пик $0,5 \pm 0,01$ $1^-$ пик $0,49 \pm 0,01$	$0,22 \pm 0,01$ $0,21 \pm 0,01$	$0,42 \pm 0,02$ $0,48 \pm 0,02$	$0,48-0,96$ $0,42-0,84$ при $1 < p < 2$
Теория	$0,5 \pm 0,05$ [4,31,32]	$0,21$ [16–18] $0,29 \pm 0,04$ [12]	$0,26 \pm 0,05$ [12]	$0,38 \pm 0,040$ [25–27] $0,52$ [28] $0,72$ [28] $0,34-0,42$ [12]

3.2. Диаграммы скейлинга для гетероструктур после ИК подсветки

Нами была предпринята попытка построить диаграммы двухпараметрического скейлинга и, тем самым, установить связь между продольной и холловской компонентами тензора проводимости в режиме квантового эффекта Холла для гетероструктур  $n$ -InGaAs/GaAs с одиночной и двойной квантовыми ямами после ИК освещения.

На рис. 6(а) представлена диаграмма скейлинга в координатах  $(\sigma_{xy}, \sigma_{xx})$  для образца с одиночной квантовой ямой после ИК подсветки для  $1 \leq \sigma_{xy} \leq 4$  (в единицах  $e^2/h$ ), что соответствует заполнению следующих уровней Ландау: спин-отщепленного  $0^-$  ( $1 \leq \sigma_{xy} \leq 2$ ) и вырожденного по спину  $1^\pm$  ( $2 \leq \sigma_{xy} \leq 4$ ). На рисунке показаны огибающие кривые  $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$  для фиксированных температур.

Согласно имеющимся представлениям [2,29,30], максимальное значение  $\sigma_{xx}(B) = \sigma_C$  должно достигаться, когда уровень Ферми совпадает с энергией  $E_c$  делокализованных состояний в середине подзоны Ландау, что соответствует полуцелому (целому) значению фактора заполнения  $\nu$  для спин-отщепленного (вырожденного по спину) уровня Ландау, так же как и полуцелому ( $\sigma_{xy} = i + 1/2$ ) или целому ( $\sigma_{xy} = i$ ) значению  $\sigma_{xy}$  (в единицах  $e^2/h$ ).

На рис. 6(а) видим, что форма кривых  $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$  близка к полуэллиптической с достаточно хорошей симметрией относительно значений  $\sigma_{xy} = 1,5$  для пиков  $0^-$  и  $\sigma_{xy} = 3$  для пика  $1^\pm$  (при  $T > 1$  К) в соответствии с предсказаниями теории двухпараметрического скейлинга (см. вставку на рис. 6(а)). При  $T < 1$  К видна тенденция к спиновому расщеплению пиков  $1^\pm$  и формированию плато с  $i = 3$ . Для  $0^-$  пика в исследованном образце  $\sigma_{xx}^c = (0,37 \pm 0,03) e^2/h$ , что достаточно хоро-

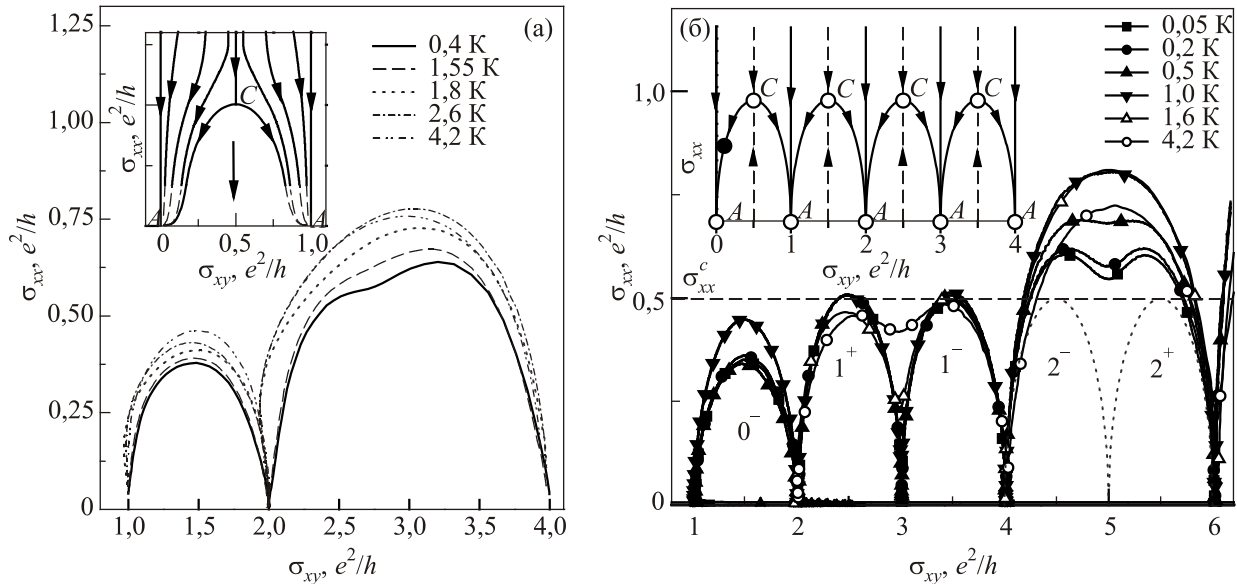


Рис. 6. (а) График зависимости  $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$  для образца  $n$ -InGaAs/GaAs (SQW+IR) при  $T = (0,4-4,2)$  К. (б) Диаграмма скейлинга в координатах  $(\sigma_{xy}, \sigma_{xx})$  для образца (DQW+IR) при  $T = (0,05-4,2)$  К. На вставках: интегральные кривые системы уравнений двухпараметрического скейлинга согласно теоретическим представлениям [29,30]. А — фиксированные точки, соответствующие плато КЭХ; С — фиксированные точки, соответствующие делокализованным состояниям в центре подзоны Ландау.

шо соответствует теоретическим расчетам, дающим значение  $\sigma_{xx}^c = 0,5 e^2/h$  для наинизшего уровня Ландау [4,31,32].

Следует отметить очень хорошее качество диаграмм скейлинга для образца InGaAs/GaAs с двойной квантовой ямой после ИК подсветки в интервале значений  $\sigma_{xy} = 2-4 e^2/h$  (рис. 6(б)). Для пиков  $0^-$ ,  $1^+$  и  $1^-$  при  $T = 0,05-4,2$  К наблюдается четкая симметрия огибающих кривых  $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$  относительно полуцелых значений  $\sigma_{xy} = 1,5 e^2/h$ ,  $2,5 e^2/h$  и  $3,5 e^2/h$  соответственно. Кроме того, максимальные (критические) значения продольного сопротивления  $\sigma_{xx}^c = (0,5 \pm 0,05) e^2/h$  для пиков  $1^+$  и  $1^-$  прекрасно согласуются с теоретически предсказанным значением  $\sigma_{xx}^c = 0,5 e^2/h$  для истинно скейлингового поведения в режиме квантового эффекта Холла [4,31,32]. Все это позволяет сделать вывод о хорошем качестве (однородности) исследованных образцов после ИК подсветки.

#### 4. Заключение

В результате исследования продольной и холловской компонент тензора магнитосопротивления в режиме квантового эффекта Холла для гетероструктур  $n$ -InGaAs/GaAs как с одиночной, так и с двойной квантовыми ямами, до и после инфракрасной подсветки выявлены условия экспериментального наблюдения критического поведения продольного и холловского сопротивления (режима скейлинга) в областях квантовых фазовых переходов плато–плато КЭХ.

Увеличивая как концентрацию, так и подвижность носителей заряда в исследованных структурах с помощью подсветки, удалось наблюдать постепенный переход от квазиклассической, линейной по температуре, зависимости ширины перехода плато–плато КЭХ (переход  $1 \rightarrow 2$  в образце с одиночной квантовой ямой до ИК подсветки) к истинно скейлинговой, степенной температурной зависимости ширины перехода (переходы  $1 \rightarrow 2$ ;  $2 \rightarrow 3$  и  $3 \rightarrow 4$  в образце с двойной квантовой ямой после ИК подсветки) со значением критического индекса, близким к универсальному ( $\kappa \cong 0,21$ ).

Обнаруженное в освещенной структуре  $n$ -InGaAs/GaAs с двойной квантовой ямой «универсальное» скейлинговое поведение (совпадение с теоретическими оценками по критическим индексам и пиковым значениям) свидетельствует в пользу теории двухпараметрического скейлинга для режима КЭХ. Этот результат позволяет сделать вывод о перспективности наблюдения критического поведения в структурах с двойной квантовой ямой (за счет увеличения вклада в рассеяние короткомасштабного случайного потенциала), особенно после ИК подсветки благодаря эффективному экранированию крупномасштабных флуктуаций примесного потенциала (а также возможной неоднородности)

вследствие значительного увеличения концентрации электронов в освещенном образце.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» №01201463326, при частичной поддержке РФФИ, грант 16-32-00725 и программы УрО РАН (проект 15-9-2-21). Грант Минобрнауки РФ N14.Z50.31.0025.

1. H. Levine, S. Libby, and A.M.M. Pruisken, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1915 (1983).
2. A.M.M. Pruisken, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1297 (1988).
3. *Квантовый эффект Холла*, Р. Прендж, С. Гирвин (ред.), Мир, Москва (1989).
4. B. Huckestein, *Rev. Mod. Phys.* **67**, 357 (1995).
5. H. P. Wei, D.C. Tsui, M.A. Paalanen, and A.M.M. Pruisken, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1294 (1988).
6. D. Shahar, M. Hilke, C.C. Li, D.C. Tsui, S.L. Sondhi, J.E. Cunningham, and M. Razeghi, *Solid State Commun.* **107**, 19 (1998).
7. A. de Visser, L.A. Ponomarenko, G. Galistu, D.T.N. de Lang, A.M.M. Pruisken, U. Zeitler, and D. Maudeet, *J. Phys.: Conf. Ser. / Institute of Physics Publishing* **51**, 379 (2006).
8. A.M.M. Pruisken, B. Skoric, and M.A. Baranov, *Phys. Rev. B* **60**, 16838 (1999).
9. A.M.M. Pruisken, D. de Lang, L. Ponomarenko, and A. de Visser, *Solid State Commun.* **137**, 540 (2006).
10. W. Li, G.A. Csathy, D.C. Tsui, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 206807 (2005).
11. W. Li, C.L. Vicente, J.S. Xia, W. Pan, D.C. Tsui, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 216801 (2009).
12. A.M.M. Pruisken and I.S. Burmistrov, *ЖЭТФ* **87**, 220 (2008).
13. А.Б. Воробьев, *автореферат дис. канд. физ.-мат. наук*, Новосибирск (2001).
14. P.T. Coleridge, *Phys. Rev. B* **60**, 4493 (1999).
15. B. Karmakar, M.R. Gokhale, A.P. Shah, B.M. Arora, D.T.N. de Lang, A. de Visser, L.A. Ponomarenko, and A.M.M. Pruisken, *Physica E* **24**, 187 (2004).
16. D.-H. Lee and Z. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4014 (1996).
17. A.M.M. Pruisken and M.A. Baranov, *Europhys. Lett.* **31**, 543 (1995).
18. I.L. Aleiner and B.I. Shklovskii, *Phys. Rev. B* **49**, 13727 (1994).
19. S.A. Trugman, *Phys. Rev. B* **27**, 7539 (1983).
20. J.T. Chalker and P.D. Coddington, *J. Phys. C* **21**, 2665 (1988).
21. S. Das Sarma and D. Liu, *Phys. Rev. B* **48**, 9166 (1993).
22. Y. Katayama, D.C. Tsui, and M. Shayegan, *Phys. Rev. B* **49**, 7400 (1991).
23. Ю.Г. Арапов, Н.А. Городилов, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушинина, *ФТП* **31**, 273 (1997).
24. Ю.Г. Арапов, С.В. Гудина, А.С. Клепикова, В.Н. Неверов, Н.Г. Шелушинина, М.В. Якунин, *ФТП* **49**, 186 (2015).
25. J.T. Chalker and J.P.G. Eastmond (Sec.VIIIС [4]).
26. B. Huckestein, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1080 (1994).
27. K. Slevin and T. Ohtsuki, *Intern. J. Mod. Phys.: Conf. Ser.* **11**, 60 (2012).



28. X. Wang, Q. Li, and C.M. Soukoulis, *Phys. Rev. B* **58**, 3576 (1998).
29. A.M.M. Pruisken, *Phys. Rev. B* **32**, 2636 (1985).
30. Д.Е. Хмельницкий, *ЖЭТФ* **38**, 454 (1983).
31. Y. Huo, R.E. Hentzel, and R.N. Bhatt, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 481, (1993).
32. D.-H. Lee, Z. Wang, and S. Kivelson, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 4130 (1993).

The conditions of longitudinal and Hall conductance critical behavior in quantum Hall regime for heterostructures based on gallium and indium arsenide

A.S. Klepikova, Yu.G. Arapov, S.V. Gudina,  
V.N. Neverov, G.I. Harus, N.G. Shelushinina,  
M.V. Yakunin, and B.N. Zvonkov

The longitudinal and Hall resistivities in the quantum Hall effect (QHE) regime for *n*-InGaAs/GaAs nanostructures with single and double quantum wells

are investigated at  $B = (0-16)$  T and  $T = (0.05-4.2)$  K, before and after IR-illumination. The features of the critical behavior of the longitudinal and Hall conductance in the plateau-plateau regions are studied to identify the conditions of experimental observation of the scaling mode. Temperature dependences of QHE plateau-to-plateau transition width are analyzed on a base of two-parameter scaling theory.

PACS: 73.21.Fg Quantum wells;  
**73.40.-c** Electronic transport in interface structures  
**73.43.-f** Quantum Hall effects.

Keywords: quantum Hall effect, scaling hypothesis, scale of impurity potential.