ЖЭТФ, 2013, том 144, вып. 1 (7), стр. 166–175

СКЕЙЛИНГ В РЕЖИМЕ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА В НАНОСТРУКТУРАХ n-InGaAs/GaAs

Ю. Г. Арапов, С. В. Гудина, А. С. Клепикова, В. Н. Неверов*[*], С. Г. Новокшонов, Г. И. Харус, Н. Г. Шелушинина, М. В. Якунин

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук 620041, Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 22 октября 2012 г.

Экспериментально исследовано продольное $\rho_{xx}(B)$ и холловское $\rho_{xy}(B)$ магнитосопротивления в режиме целочисленного квантового эффекта Холла в наноструктурах n-InGaAs/GaAs с двойной квантовой ямой в диапазоне магнитных полей $B = (0\text{–}16)$ Тл и температур $T = (0.05\text{–}70)$ К до и после ИК-подсветки. Проведен анализ полученных результатов в рамках гипотезы скейлинга с учетом эффектов межэлектронного взаимодействия.

DOI: 10.7868/S0044451013070171

1. ВВЕДЕНИЕ

Режим квантового эффекта Холла (КЭХ) можно рассматривать как последовательность квантовых фазовых переходов диэлектрик–металл–диэлектрик при сканировании уровнем Ферми плотности состояний неупорядоченной $2D$-системы в квантующем магнитном поле. В рамках концепции скейлинга [1, 2] (см., например, обзор [3]) ширина перехода между соседними плато КЭХ, так же как и ширина соответствующего пика на зависимости $\rho_{xx}(B)$, должны стремиться к нулю по степенному закону T^κ. Здесь $\kappa = p/2\xi$, множитель p определяет температурную зависимость времени неупругого рассеяния $\tau_{in} \propto T^{-p}$, ξ — критический индекс длины локализации.

Первые экспериментальные исследования гетероструктур $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ с низкой подвижностью [4] показали справедливость скейлинговой гипотезы: температурные зависимости ширины пиков ρ_{xx} и величины, обратной максимальному наклону на ступеньках ρ_{xy}, $(d\rho_{xy}/dB)^{-1}_{max}$, для этих структур хорошо описываются степенным законом T^κ с показателем $\kappa = 0.42 \pm 0.05$ при $T = (0.1\text{–}4.2)$ К для уровней Ландау с номерами 0^-, 1^+, 1^-. В более поздних работах также наблюдалась скейлинговая зависимость для переходов плато–плато в режиме КЭХ с показателем степени $\kappa = (0.42\text{–}0.46)$ для гетероструктур GaAs/AlGaAs и квантовых ям p-SiGe. Но в некоторых экспериментальных работах ставился вопрос об универсальности данного значения κ (см. обзорную статью [3]).

Более того, в работе Шахара и др. [5] обнаружены зависимости, существенно отличающиеся от критического поведения, предсказанного теорией скейлинга, вплоть до самых низких температур. При изучении перехода плато КЭХ – изолятор на серии гетероструктур GaAs/AlGaAs и InGaAs/InP при температурах до 70 мК найдена экспоненциальная зависимость ρ_{xx} от фактора заполнения $\nu = n/n_B$ (n — концентрация электронов, $n_B = eB/h$) с обеих сторон от критического значения ν_c:

$$\rho_{xx} = \exp\left(-\frac{\Delta\nu}{\nu_0(T)}\right), \qquad (1)$$

где $\Delta\nu = |\nu - \nu_c|$, а эффективная ширина перехода $\nu_0(T)$ меняется с изменением температуры по линейному закону $(\alpha T + \beta)$. Это означает, что при $T \to 0$ ширина перехода остается конечной, что не соответствует концепции квантового фазового перехода.

С другой стороны, подробное исследование фазового перехода плато КЭХ – изолятор для набора гетероструктур InGaAs/InP и квантовой ямы InGaAs/GaAs в работах Прюискена и де Визера с соавторами [6] выявило универсальное скейлинговое поведение ширины перехода со средним значением критического индекса $\kappa = 0.56 \pm 0.02$.

[*]E-mail: neverov@imp.uran.ru

В нашей предыдущей работе [7] проведен сравнительный анализ температурных зависимостей ширины переходов плато–плато в режиме КЭХ для двойных квантовых ям n-InGaAs/GaAs и гетероструктур p-Ge/GeSi. В то время как истинно скейлинговое поведение со значением критического индекса $\kappa = 0.48 \pm 0.04$ обнаружено в системе InGaAs/GaAs, в системах Ge/GeSi, как и в работе Шахара и др. [5], наблюдалась линейная по температуре зависимость $\nu_0(T)$. Мы связали разницу в поведении $\nu_0(T)$ с разным характерным масштабом примесного потенциала в этих системах: короткодействующий примесный потенциал в InGaAs/GaAs (сплавное рассеяние в слоях твердого раствора InGaAs) и сравнительно плавный потенциал для электронов в слоях Ge (рассеяние электронов на удаленных примесях в барьерах).

Целью данной работы является подробное исследование переходов плато–плато квантового эффекта Холла в наноструктуре n-InGaAs/GaAs в рамках теории скейлинга.

2. ХАРАКТЕРИСТИКА ОБРАЗЦОВ

Исследованы 2D-структуры с двойными квантовыми ямами GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$/GaAs, выращенные методом металлорганической газофазной эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs в НИФТИ Нижегородского университета группой Звонкова. Гетероструктуры представляли собой последовательность эпитаксиальных слоев, формирующих две квантовые ямы $In_xGa_{1-x}As$ шириной 5 нм, разделенные барьером 10 нм. Структуры симметрично δ-легированы Si в барьерах на расстоянии 19 нм от гетерограниц.

Проведены измерения продольной и холловской компонент тензора сопротивления $\rho_{xx}(B,T)$ и $\rho_{xy}(B,T)$ в магнитных полях $B \leq 16$ Тл, в интервале температур $T = 0.05$–70 К и при разной концентрации электронов, которая изменялась путем подсветки образцов инфракрасным (ИК) излучением при наивысшей температуре эксперимента. Электрофизические параметры исследованных образцов приведены в табл. 1. Обратим внимание на резкое возрастание как концентрации, так и подвижности носителей тока после воздействия ИК-подсветки.

Темновой образец представляет собой структуру с двойной сильно связанной квантовой ямой, где присутствуют носители двух типов от подзон симметричных и антисимметричных состояний с различающимися подвижностями [8]. В этом образце параметры носителей заряда в подзонах были определены при $T \geq 10$ К по квазиклассическому положительному магнитосопротивлению и эффекту Холла по формулам для носителей двух типов [9]. При $T < 10$ К наблюдается отрицательное магнитосопротивление, связанное с вкладом квантовой интерференционной поправки, который не позволил нам разделить носители двух типов квазиклассическим методом при низких температурах.

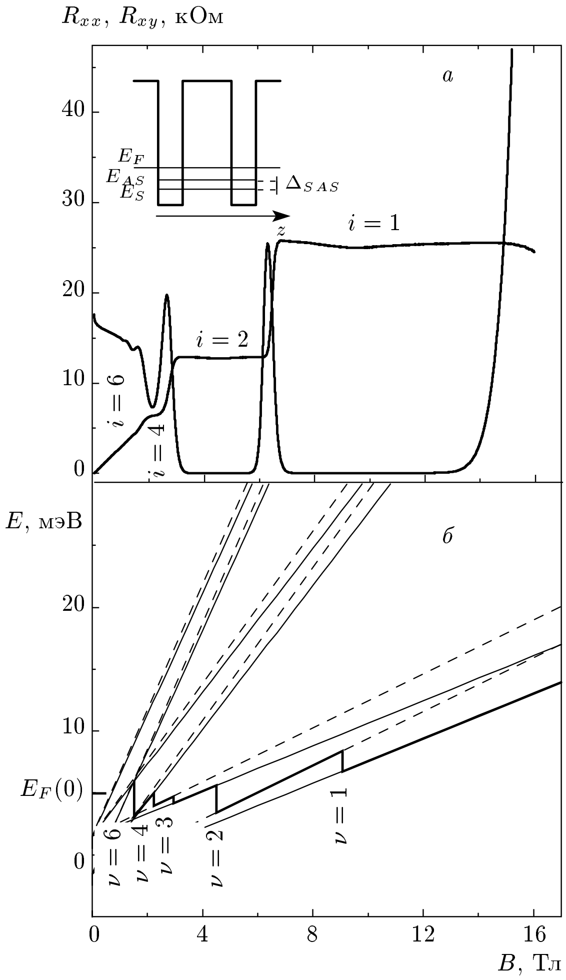

Рис. 1. Зависимости компонент тензора магнитосопротивления $R_{xx}(B,T)$ и $R_{xy}(B,T)$ в режиме квантового эффекта Холла при $T = 0.05$ К (a) и рассчитанная картина уровней Ландау для темнового образца с двойной квантовой ямой № 3892a ($б$). На вставке: схематическая диаграмма профиля потенциала для образца № 3892a, Δ_{SAS} — энергетическая щель между симметричным (E_S) и антисимметричным (E_{AS}) подуровнями пространственного квантования

На рис. 1 приведены зависимости компонент тен-

Таблица 1. Концентрация n и подвижность μ носителей заряда в структурах в зависимости от воздействия ИК-излучения

Образец	T, К	$n \cdot 10^{-15}$, м$^{-2}$			μ, м^2/В·с
		1	2	3	
№ 3892a	1.7 (He4)	2.2	2.1	2.3	1.2
№ 3892b	0.05 (He3–He4)	5.0	4.7	4.8	2.7
	1.6 (He4)	5.1	4.9	5.0	2.8

Примечание. 3892a — темновой образец; 3892b — засвеченный образец. Приведены значения концентрации, определенные разными методами: 1 — квантовый эффект Холла; 2 — осцилляции Шубникова – де Гааза; 3 — коэффициент Холла в слабом поле. Во втором столбце указаны температуры, при которых определялись параметры образцов, в скобках указан способ получения температуры для засвеченных образцов: He4 — жидкий гелий 4; He3–He4 — рефрижератор растворения He3–He4

зора магнитосопротивления $R_{xx}(B,T)$ и $R_{xy}(B,T)$ в режиме квантового эффекта Холла при $T = 0.05$ К и рассчитанная картина уровней Ландау для темнового образца с двойной квантовой ямой. Жирной линией схематически показано движение уровня Ферми, E_F, по уровням Ландау с изменением магнитного поля.

После освещения ИК-излучением структура оказывается выведенной из баланса [8], туннельный эффект сильно ослабевает и система представляет собой две почти независимые квантовые ямы с разной концентрацией носителей. Параметры носителей в ямах были определены методом фурье-анализа осцилляций Шубникова – де Гааза [10].

На рис. 2 приведены зависимости компонент тензора магнитосопротивления $R_{xx}(B,T)$ и $R_{xy}(B,T)$ в режиме квантового эффекта Холла при $T = 0.05$ К и рассчитанная картина уровней Ландау для образца с двойной квантовой ямой после освещения. Жирной линией схематически показано движение уровня Ферми по уровням Ландау с изменением магнитного поля.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Явление целочисленного квантового эффекта Холла (КЭХ), обнаруженного фон Клитцингом с соавторами [11], оказалось тесно связанным с проблемой локализации электронов в $2D$-системе в квантующем магнитном поле B. В работах Лафлина [12] и Гальперина [13] было показано, что для существования КЭХ необходимо наличие узких полос делокализованных состояний вблизи середины каждой из подзон Ландау, при условии что все остальные состояния являются локализованными.

В работе Левине, Либби и Пруискена (LLP) [1] для объяснения КЭХ была предложена гипотеза двухпараметрического скейлинга, приводящая к существованию как локализованных, так и делокализованных (вблизи середины подзон Ландау) состояний в спектре неупорядоченной $2D$-системы в квантующем магнитном поле. Подробное изложение концепции двухпараметрического скейлинга можно найти в работах Пруискена [2], а также Хмельницкого [14].

Квантовые фазовые переходы плато–плато в режиме КЭХ происходят при строго определенных значениях магнитного поля, при которых уровень Ферми совпадает с энергией делокализованных состояний E_c в центре подзоны Ландау, и проводимость $\sigma_{xx}(B)$ достигает максимального (пикового) значения. Равенство $E_F = E_c$ соответствует полуцелым значениям степени заполнения $\nu = \nu_c = i + 1/2$, а также полуцелым значениям σ_{xy} (в единицах e^2/h). В этой работе будут исследованы именно области переходов плато–плато КЭХ в окрестности критических значений магнитного поля.

При изучении перехода плато–плато в наших образцах использовалась методика описания $\sigma_{xy}(B)$ с помощью параметра s [15, 16]:

$$s(\nu) = \exp\left(-\Delta\nu/\nu_0(T)\right). \qquad (2)$$

Здесь $\Delta\nu = |\nu - \nu_c|$ — отклонение фактора заполнения от критического значения, а $\nu_0(T)$ — ширина полосы делокализованных состояний при температуре T. Для описания перехода между плато КЭХ с номерами $(i-1)$ и i ($\nu_c = i - 0.5$) мы использовали функциональную зависимость недиагональной

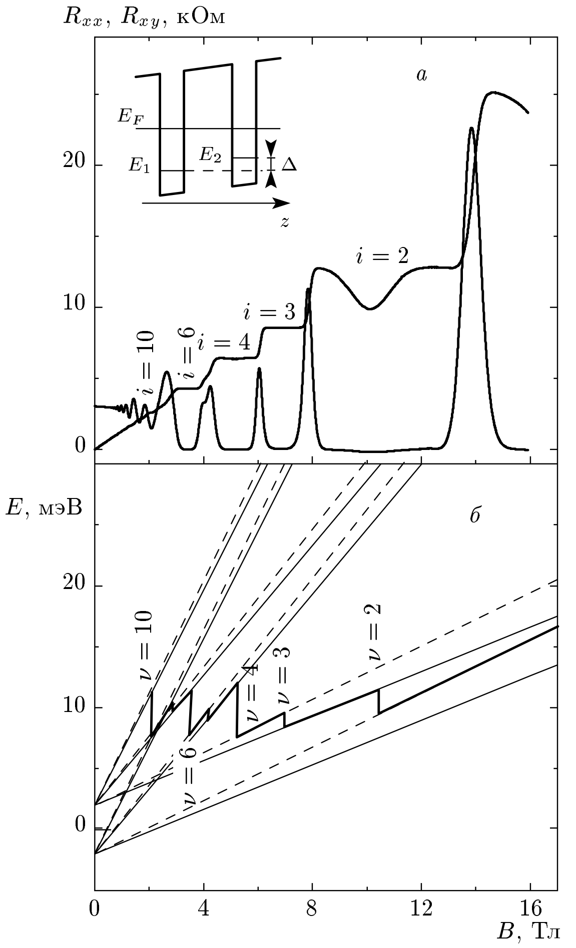

Рис. 2. Зависимости компонент тензора магнитосопротивления $R_{xx}(B,T)$ и $R_{xy}(B,T)$ в режиме квантового эффекта Холла при $T = 0.05$ К (a) и рассчитанная картина уровней Ландау для образца № 3892b с двойной квантовой ямой после максимальной засветки ($б$). На вставке схематическая диаграмма профиля потенциала для образца № 3892b, Δ — энергетическая щель между уровнями пространственного квантования E_1 и E_2 в отдельных ямах

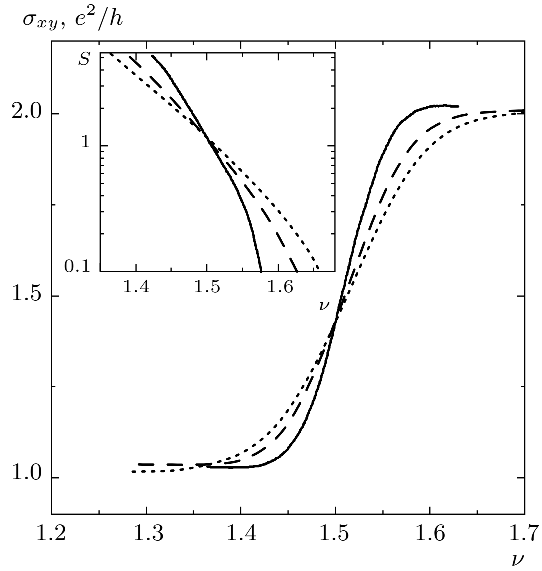

Рис. 3. Зависимость холловской проводимости σ_{xy} в зависимости от фактора заполнения ν в области перехода $1 \to 2$ при $T = 0.2$ К (сплошная линия); 0.5 К (штриховая); 1 К (пунктир). На вставке зависимость параметра s от фактора заполнения в полулогарифмическом масштабе

компоненты тензора проводимости от параметра s в следующем виде [15] (в единицах e^2/h):

$$\sigma_{xy} = i - \frac{s^2}{1+s^2}\,. \qquad (3)$$

В работе [16] для описания переходов плато–плато КЭХ предложены более общие формулы $\rho_{xx}(s,\eta)$ и $\rho_{xy}(s,\eta)$, учитывающие зависимость от двух скейлинговых параметров: «существенного» (relevant) s и «несущественного» (irrelevant) η. При $\eta \approx 0$ эти выражения при пересчете на $\sigma_{xx}(s)$ и $\sigma_{xy}(s)$ эквивалентны формуле (3)[1)].

Анализируя зависимость $\sigma_{xy}(\nu)$ в окрестности точки ν_c, можно получить зависимость $s(\nu)$, а из нее определить ширину полосы делокализованных состояний при данной температуре $\nu_0(T)$.

Нами был проведен анализ экспериментальных данных для образцов №№ 3892a, b по схеме, описанной выше, для переходов между плато 1 и 2 ($1 \to 2$) в темновом образце № 3892a и для переходов $1 \to 2$; $2 \to 3$; $3 \to 4$ в образце № 3892b с максимальной засветкой. Для примера на рис. 3 приведены зависимости $\sigma_{xy}(\nu)$ и $s(\nu)$ для перехода $1 \to 2$ в образце № 3982b при различных температурах.

Для темнового образца № 3892a обнаружено, что температурная зависимость ширины полосы делокализованных состояний для перехода $1 \to 2$ описывается степенной зависимостью $\nu_0 \sim T^{\kappa}$ с показателем степени $\kappa = 0.48 \pm 0.04$ (рис. 4), что достаточно хо-

[1)] Следуя работе [17], параметр $\eta = \pm(T/T_1)^{2.5}$ можно оценить из значений $\rho_{xx}(1,\eta)$ и $\rho_{xy}(1,\eta)$ по формулам (83), (84) работы [16]. Наши оценки дают $\eta(1\text{ K}) \le 0.01$ ($T_1 \ge 6.3$ K) для перехода $2 \to 3$ и $\eta(1\text{ K}) \le 0.02$ ($T_1 \ge 4.8$ K) для перехода $3 \to 4$ в образце № 3892b, что находится в пределах ошибки измерений. При дальнейшей обработке результатов мы пренебрегли поправкой от η.

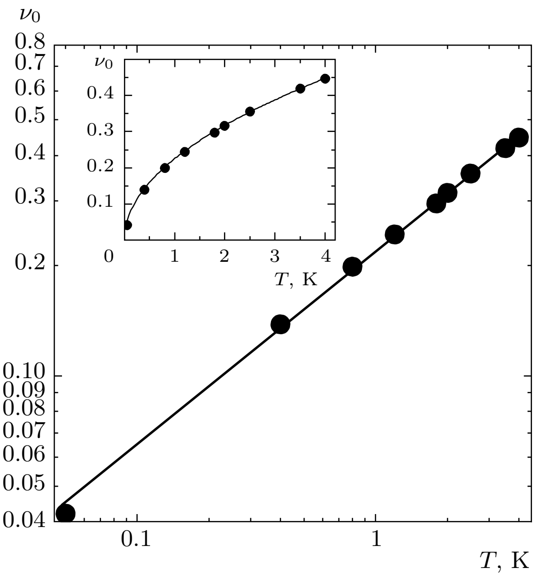

Рис. 4. Зависимость ширины полосы делокализованных состояний от температуры для темнового образца № 3892a для перехода $1 \to 2$ в двойном логарифмическом масштабе. На вставке та же зависимость в линейном масштабе

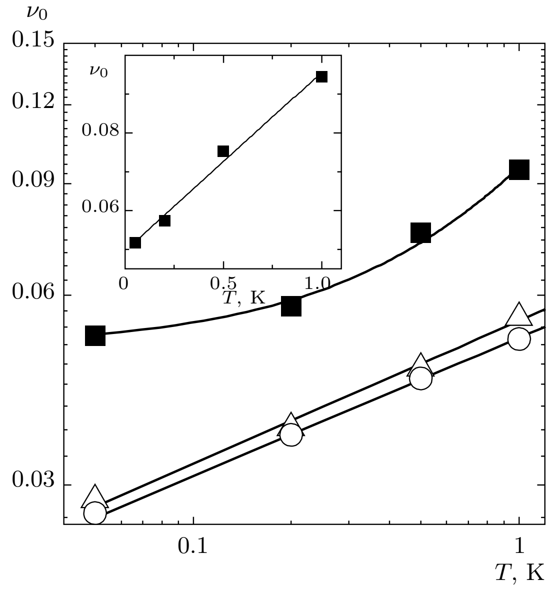

Рис. 5. Зависимость ширины полосы делокализованных состояний от температуры для засвеченного образца № 3892b n-InGaAs/GaAs для переходов $1 \to 2$ (■); $2 \to 3$ (△); $3 \to 4$ (○) в двойном логарифмическом масштабе. На вставке $\nu_0(T)$ для перехода $1 \to 2$ в линейном масштабе

рошо соответствует классическому результату Вея и др. [4]: $\kappa = 0.42 \pm 0.05$.

При исследовании переходов $2 \to 3$ и $3 \to 4$ в образце № 3892b с максимальной концентрацией электронов также наблюдалась степенная зависимость ширины полосы делокализованных состояний от температуры, однако с другими значениями показателя степени: $\kappa = 0.22 \pm 0.01$ для перехода $2 \to 3$ и $\kappa = 0.21 \pm 0.01$ для перехода $3 \to 4$ (рис. 5).

В отличие от результата для темнового образца № 3892a, в случае засвеченного образца № 3892b для перехода $1 \to 2$ наблюдается линейная зависимость ширины полосы делокализованных состояний от температуры ($\alpha T + \beta$) с параметрами $\alpha = 0.045 \pm 0.03$ и $\beta = 0.049 \pm 0.02$ (вставка на рис. 5).

В табл. 2 представлены значения критических магнитных полей B_c, оценка магнитной длины l_B для этих полей, а также наблюдаемый тип температурной зависимости $\nu_0(T)$ в системе с двойной квантовой ямой до (образец № 3892a) и после (образец № 3892b) подсветки.

4. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В теоретических и экспериментальных работах [6, 18–21] отмечена существенная роль короткодействующего случайного примесного потенциала для обнаружения скейлинговых зависимостей, тогда как крупномасштабный примесный потенциал значительно усложняет наблюдение критических квантовых явлений. В экспериментальной работе [20] на квантовых ямах $Al_xGa_{1-x}As/Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ с контролируемым короткодействующим сплавным потенциалом наблюдается универсальная скейлинговая зависимость с параметром $\kappa = 0.42 \pm 0.01$ для переходов плато–плато в области концентраций $0.0065 < x < 0.016$, с хорошей точностью воспроизводящая результат Вея и др. [4]. При больших величинах x показатель степени κ увеличивается примерно до 0.58, что, по-видимому, вызвано образованием кластеров атомов Al и, тем самым, изменением характера рассеивающего потенциала.

В продолжение работы [20] в работе [21] проведены тщательные исследования переходов плато–плато КЭХ (переход $3 \to 4$) в образце $Al_xGa_{1-x}As/Al_{0.32}Ga_{0.68}As$ с $x = 0.85\,\%$ при сверхнизких температурах. С хорошей точностью подтверждено существование скейлинговой зависимости с $\kappa = 0.42 \pm 0.01$ в широком интервале температур от 1.2 К до 12 мК.

В исследованной нами системе n-InGaAs/GaAs с

Таблица 2. Критические магнитные поля B_c для исследованных переходов плато–плато КЭХ, величины магнитных длин l_B для этих полей и вид температурной зависимости $\nu_0(T)$ для исследуемых образцов

Образец	Переход	B_c, Тл	l_B, Å	$\nu_0(T)$	Значения параметров
№ 3892a	$1 \to 2$	7.0	97	$\left(\frac{T}{T_0}\right)^\kappa$	$\kappa = 0.48 \pm 0.04$ $T_0^\kappa = 4.5 \pm 0.1$
№ 3892b	$2 \to 3$	7.8	92	$\left(\frac{T}{T_0}\right)^\kappa$	$\kappa = 0.22 \pm 0.01$ $T_0^\kappa = 18.2 \pm 0.2$
№ 3892b	$3 \to 4$	6.0	105	$\left(\frac{T}{T_0}\right)^\kappa$	$\kappa = 0.21 \pm 0.01$ $T_0^\kappa = 19.4 \pm 0.2$
№ 3892b	$1 \to 2$	14.1	68	$\alpha T + \beta$	$\alpha = 0.045 \pm 0.003$ $\beta = 0.049 \pm 0.002$

двойной квантовой ямой даже в отсутствие подсветки (образец № 3892a) для перехода $1 \to 2$ наблюдается реальное скейлинговое поведение с показателем степени $\kappa = 0.48 \pm 0.04$, что близко к экспериментальным результатам работ [4, 20, 21]. Такое поведение, как и в работе Ли с соавторами [20, 21], может быть обусловлено решающей ролью короткодействующего потенциала сплавного рассеяния, в данном случае на атомах In в твердом растворе InGaAs.

Уникальные результаты получены для системы с двойной квантовой ямой с максимальной концентрацией электронов и максимальной подвижностью после инфракрасной подсветки (см. рис. 6). Критическое поведение $\nu_0(T)$ для переходов $2 \to 3$ и $3 \to 4$ прекрасно соответствует значению $\kappa = 0.21$, что ранее наблюдалось лишь для перехода между нерасщепленными по спину уровнями Ландау (переход $2 \to 4$ в гетероструктурах $In_xGa_{1-x}As/InP$ [22]). Напомним, что $\kappa = p/2\xi$ есть комбинация двух микроскопических параметров, а именно, коэффициента p, определяющего температурную зависимость времени неупругого рассеяния, $\tau_{in} \propto T^{-p}$, и критического индекса длины локализации ξ. В связи с этим в работе [22] обсуждается вопрос, на какой из процессов (неупругое рассеяние или локализация) оказывает влияние изменение спинового вырождения.

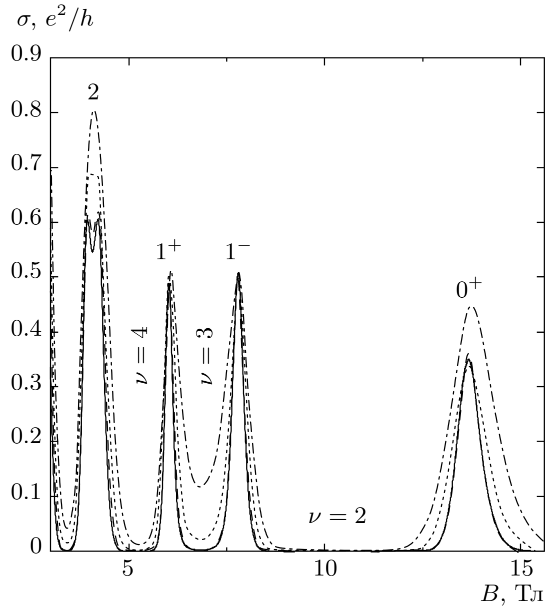

Рис. 6. Низкотемпературные зависимости продольной проводимости от магнитного поля для ИК-засвеченного образца № 3892b $InGaAs/GaAs$ при $T = 0.05$ К (сплошная кривая), 0.2 К (штриховая), 0.5 К (пунктир), 1 К (штрихпунктир); $n = 5.1 \cdot 10^{15}$ м$^{-2}$, $\mu = 2.7$ м^2/В·с

Теоретические представления [1, 2] относятся к системе невзаимодействующих электронов, тогда как в реальных системах необходимо учитывать электрон-электронное (e–e) взаимодействие. Попытки учесть влияние e–e-взаимодействия на критические свойства переходов плато–плато в режиме целочисленного КЭХ предпринимались и ранее (см., например, [23]), однако последовательный подход развит в работах [24, 25] и изложен в работе [26]. Обобщенный подход [24–26] согласовывает LLP-механизм делокализации в условиях сильного квантующего магнитного поля [1] с теорией Финкельштейна для эффектов локализации и e–e-взаимодействия [27]. При этом обосновывается применимость скейлинговой концепции при рассмотрении ширины переходов плато–плато КЭХ для взаимодействующих электронов (трехпараметрический скейлинг). В частности, для случая короткодействующего потенциала e–e-взаимодействия фиксированная точка, соответствующая делокализованному состоянию при $\sigma_{xy} = i + 1/2$, остается стабильной относительно взаимодействия [23–25].

Теория двухпараметрического скейлинга (для невзаимодействующих электронов) [1, 2] или трехпараметрического скейлинга (с учетом e–e-взаимодействия) [24–26], решая принципиальные вопросы, не дает конкретных значений критических индексов. Результаты численных расчетов критического индекса длины локализации для модели невзаимодействующих электронов, полученные Хакестейном и Крамером [28] и подтвержденные во многих последующих работах (см. обзор [3], а также ссылку [6] в работе [26]), таковы: $\xi = 2.35 \pm 0.03$. Эти результаты в последнее время подвергнуты ревизии, что привело к большему значению $\xi = 2.62 \pm 0.06$ (см. [29], а также [30] и ссылки там).

Количественные оценки предполагаемого значения параметра κ в моделях с учетом короткодействующего e–e-взаимодействия немногочисленны и разноречивы. Приведем оценки, сделанные разными авторами.

1. Ли и Ванг [23]: $\kappa = 0.21$ ($\xi = 2.3$, $z = 2$ — динамический критический индекс, $\kappa = 1/z\xi$);

2. Пруискен, Баранов [24]: $\kappa = 0.21$ ($\xi = 2.3$, $p = 1$);

3. Пруискен, Бурмистров [26]: $\kappa = 0.29 \pm 0.04$ ($\xi = 2.30$–2.38, $p = 1.22$–1.48); если взять $\xi = 2.62 \pm \pm 0.06$, то получим $\kappa = 0.26 \pm 0.05$;

4. Бурмистров и др. [31]: $p \approx 1.62$; $\kappa \approx 0.346$ (при $\xi \approx 2.35$) и $\kappa \approx 0.314$ (при $\xi \approx 2.59$).

Отметим, что в работах [24, 31] предлагается способ экспериментальной реализации $2D$-системы с конечным радиусом действия e–e-потенциала, а именно, введение в образец параллельного металлического слоя [24] (внешнего металлического затвора [31]), что привело бы к эффективному экранированию дальнодействующего кулоновского потенциала.

В случае кулоновского потенциала e–e-взаимодействия для теоретических значений критических индексов в области переходов плато–плато КЭХ (κ, ξ, p) в настоящее время не существует ни аналитических предсказаний, ни развитых приближенных численных методов [31]. Более того, в работах [25, 26] на фундаментальном уровне доказывается, что дальнодействующий кулоновский потенциал (в отличие от потенциала с конечным радиусом действия) переводит проблему переходов плато–плато КЭХ в другой (не фермижидкостный) класс универсальности.

Сообразуясь с неоднозначными предсказаниями существующей теории, мы выскажем два предположения о причинах изменения температурного поведения ширины переходов плато–плато КЭХ в исследуемой системе после ИК-подсветки.

а) Причина «фундаментальная», принимающая во внимание особенности движения электронов в двойной квантовой яме.

В темновом образце с сильной туннельной связью между одиночными ямами состояния электронов определяются симметричной (S) и антисимметричной (AS) комбинациями волновых функций отдельных ям (см. вставку на рис. 1*a*) [8, 32]. В результате электроны с равной вероятностью находятся в обеих одиночных ямах, составляющих двойную квантовую яму. Ситуация практически эквивалентна движению электронов в единой яме, как, например, в экспериментах Вея и др. [4] или Ли с соавторами [20, 21].

С другой стороны, как показывают наши предыдущие исследования [33, 34], ИК-подсветка выводит систему из баланса (см. вставку на рис. 2*a*), и электроны в z-направлении локализуются преимущественно в пределах той или иной одиночной ямы. В реальном пространстве система представляет собой два практически независимых проводящих слоя, параллельных друг другу. Хотя микроскопическое описание ситуации пока отсутствует, мы видим, что наблюдаемое поведение системы (реальный скейлинг с $\kappa \approx 0.21$) соответствует выводам работ [23, 24] или оценкам работы [26] (в пределах ошибки измерений и расчетов) для случая e–e-потенциала с конечным радиусом действия.

б) Причина «тривиальная».

ИК-подсветка существенно увеличивает концентрацию и подвижность носителей, и, тем самым, улучшается однородность системы. В результате, в освещенном образце проявляется реальный скейлинг с $\kappa \approx 0.21$, а в темновом происходит искажение реальной картины из-за неоднородности образца. При этом близость «искаженного» значения $\kappa \approx 0.48 \pm 0.04$ к классическому $\kappa \approx 0.42$ является случайной.

Если справедливо предположение (а), то могут оказаться перспективными исследования скейлинговых зависимостей в режиме КЭХ именно в системах с двойными квантовыми ямами. При этом величину туннельной связи (степень независимости отдельных слоев) можно регулировать с помощью затвора [35] и/или продольного магнитного поля [32, 36].

Как следует из табл. 2, в рассмотренных системах скейлинговый закон нарушается в сильных магнитных полях $B \approx 14$ Тл, где для перехода $1 \to 2$ в засвеченном образце наблюдается линейная зависимость $\nu_0(T)$ (см. вставку на рис. 5). Мы полагаем, что переход от степенной зависимости к линейной с ростом магнитного поля в соответствии с квантовой моделью двумерной перколяционной сетки, развитой Пруискеном с соавторами [18], обусловлен изменением соотношения магнитной длины $l_B = (\hbar c/eB)^{1/2}$ и величины a — корреляционной длины случайного примесного потенциала.

Действительно, в работе [18] показано, что для плавного случайного потенциала с $a > l_B$ эффективная ширина полосы состояний, вносящих вклад в проводимость в режиме КЭХ, W_{eff}, остается конечной даже при $T \to 0$ из-за квантового туннелирования в окрестности седловых точек. При конечной температуре, согласно работе [18],

$$W_{eff} = W_0 + \tau_{in}^{-1}, \tag{4}$$

где W_0 — ширина полосы делокализованных состояний при $T = 0$. Выражение (4) соотносится с экспериментальной зависимостью $(\alpha T - \beta)$ в засвеченном образце как $\beta = W_0/W$, где W — полная ширина уровня Ландау, а наблюдаемая линейная температурная зависимость соответствует зависимости $\tau_{in} \propto T^{-1}$.

Из данных, приведенных в табл. 2, видно, что магнитная длина для перехода $1 \to 2$ в образце с подсветкой по крайней мере в 1.5 раза меньше, чем для всех остальных случаев. Таким образом, действительно можно полагать, что смена степенной зависимости $\nu_0(T)$ на линейную связана с переходом к движению электронов в плавном случайном потенциале с $a/l_B > 1$. Оценка в поле $B = 14$ Тл дает $a \ge l_B \approx 70$ Å, т. е. можно полагать, что величина характерного масштаба случайного примесного потенциала в данной структуре порядка 70 Å.

В исследуемой системе n-InGaAs/GaAs с максимальной концентрацией и подвижностью после ИК-подсветки уникальные результаты получены также и для продольной проводимости σ_{xx} в режиме КЭХ. На рис. 6 представлены зависимости $\sigma_{xx}(B)$ при низких температурах, $T \le 1$ К, для образца № 3892b. Замечательно, что для спин-расщепленных пиков 1^- и 1^+ (соответствующих переходам $2 \to 3$ и $3 \to 4$ между плато КЭХ) при $T \le 0.05$ К мы имеем $\sigma_{xx}^c = (0.5 \pm 0.05)e^2/h$ для максимальных (критических) значений σ_{xx}: $\sigma_{xx}^c \equiv \sigma_{xx}(B_c)$. Это наблюдение находится в прекрасном соответствии с результатами численного моделирования для различных моделей примесного потенциала: $\sigma_{xx}^c = (0.5 \pm 0.05)e^2/h$ [3, 37, 38]. Эти расчеты

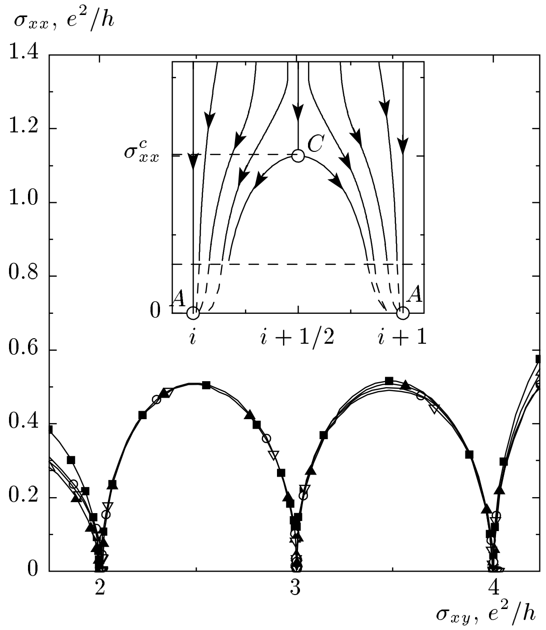

Рис. 7. График зависимости $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$ для образца № 3892b. На вставке интегральные кривые системы уравнений двухпараметрического скейлинга согласно теоретическим представлениям [1, 2]: A — фиксированные точки, соответствующие плато квантового эффекта Холла; C — фиксированная точка, соответствующая делокализованному состоянию в центре подзоны Ландау

обычно плохо подтверждаются экспериментом, большинство исследователей сообщает о критических значениях амплитуды пиков σ_{xx} в режиме КЭХ, $\sigma_{xx}^c(T \to 0)$, на (40–80) % меньше теоретически ожидаемого значения $0.5e^2/h$ (см., например, обзоры [39, 40]). Такое расхождение, как и наблюдаемые отклонения от скейлингового поведения температурной зависимости ширины переходов КЭХ $\nu_0(T)$, обычно связывается с недостаточной однородностью исследуемых образцов [6, 19].

Из рис. 6 видно также, что спиновое расщепление пика $2^\pm$ становится все более и более выраженным по мере понижения температуры (что соответствует формированию плато КЭХ с $i = 5$), при этом для каждого из этих пиков $\sigma_{xx}^c \to 0.6e^2/h$ при $T \to 0.05$ К. С другой стороны, в ультраквантовом пределе магнитных полей для пика 0^- мы имеем $\sigma_{xx}^c \approx 0.35e^2/h$, что существенно меньше теоретического значения $0.5e^2/h$, как и во многих других экспериментальных работах [39–41].

Для образца № 3892b на рис. 7 представлены экспериментальные данные для продольной проводимости σ_{xx} как функции холловской проводимости

σ_{xy} при различных температурах. Данные приведены для интервала $1.8 \le \sigma_{xy} \le 0.42$ (в единицах e^2/h), что соответствует заполнению подуровней Ландау 0^- $(1 \le \sigma_{xy} \le 2)$; 1^+ $(2 \le \sigma_{xy} \le 3)$ и 1^- $(3 \le \sigma_{xy} \le 4)$. Проведены также огибающие кривые для фиксированных температур.

Зависимости $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$ для пиков 1^+ и 1^- соответствуют представлениям теории двухпараметрического скейлинга (см. вставку на рис. 7). Максимальное (пиковое) значение $\sigma_{xx}(B) = \sigma_{xx}^c$ должно достигаться, когда уровень Ферми совпадает с энергией делокализованных состояний E_c в центре подзоны Ландау, что соответствует полуцелым значениям степени заполнения ν_c (а также полуцелым значениям $\sigma_{xy} = \sigma_{xy}^c = i + 1/2$). На рис. 7 видно, что огибающие кривые $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$ симметричны относительно линий $\sigma_{xy} = 2.5$, $\sigma_{xy} = 3.5$ (в единицах e^2/h), что свидетельствует о хорошем качестве (однородности) исследованных образцов. Как уже говорилось выше, для пиков 1^- $(\sigma_{xy}^c = 3.5e^2/h)$ и 1^+ $(\sigma_{xy}^c = 2.5e^2/h)$ наблюдаемое пиковое значение $\sigma_{xy}^c = (0.5 \pm 0.05)e^2/h$ находится в соответствии с результатами численных расчетов для режима КЭХ [3, 37, 38].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально изучены магнитополевые зависимости продольного $\rho_{xx}(B)$ и холловского $\rho_{xy}(B)$ сопротивлений в режиме целочисленного квантового эффекта Холла в наноструктурах n-InGaAs/GaAs с двойной квантовой ямой в широком диапазоне магнитных полей и температур до и после ИК-подсветки.

Исследована температурная зависимость ширины переходов плато–плато КЭХ и, тем самым, получены сведения о температурной зависимости ширины полосы делокализованных состояний $\nu_0(T)$ вблизи середины подзон Ландау в режиме КЭХ. Реальное скейлинговое поведение $\nu_0(T) \propto T^\kappa$ наблюдается для перехода $1 \to 2$ в неосвещенном образце ($\kappa = 0.48 \pm 0.04$) и для переходов $2 \to 3$ ($\kappa = 0.22 \pm 0.01$) и $3 \to 4$ ($\kappa = 0.21 \pm 0.01$) в образце после воздействия ИК-излучения. Найденные значения κ находятся в хорошем соответствии с экспериментально наблюдаемыми величинами критического индекса в классических [4, 22] и новых работах [20, 21], в которых исследовались $2D$-системы с короткодействующим примесным потенциалом.

Наблюдаемую в сильных магнитных полях $B > 14$ Тл линейную зависимость $\nu_0(T) = \alpha T + \beta$ (с конечным значением β) мы связываем с изменением соотношения масштаба случайного потенциала и длины волны электрона (магнитной длины) и с эффективным переходом к крупномасштабному потенциалу ($a > l_B$) в ультраквантовой области магнитных полей.

Построены диаграммы скейлинга в координатах $(\sigma_{xy}, \sigma_{xx})$ в интервале значений $\sigma_{xy} = (2-4)e^2/h$. Симметрия огибающих кривых $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$ относительно полуцелых значений ($\sigma_{xy} = 2.5$ и $\sigma_{xy} = 3.5$ в единицах e^2/h), а также независимые от номера пика значения критических величин $\sigma_{xx}^c = (0.5 \pm 0.05)e^2/h$ для пиков 1^- и 1^+ соответствуют предсказаниям теории скейлинга в режиме КЭХ, что позволяет сделать вывод о хорошем качестве (однородности) исследованных образцов, особенно, после ИК-подсветки.

Измерения частично были проведены в ЦКП УрО РАН «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов».

Работа выполнена в рамках Программы президиума РАН (12-П-2-1051) и при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 11-02-00427, 12-02-00202).

ЛИТЕРАТУРА

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); *Квантовый эффект Холла*, под ред. Р. Пренджа и С. Гирвина, Мир, Москва (1989), с. 127.

3. B. Huckestein, Rev. Mod. Phys. **67**, 367 (1995).

4. H. P. Wei, D. C. Tsui, M. A. Paalanen et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 1294 (1988).

5. D. Shahar, M. Hilke, C. C. Li et al., Sol. St. Comm. **107**, 19 (1998).

6. A. de Visser, L. A. Ponomarenko, G. Galistu et al., arXiv:cond-mat/0608482 и ссылки там.

7. Yu. G. Arapov, G. I. Harus, I. V. Karskanov et al., Physica B **404**, 5192 (2009).

8. Ю. Г. Арапов, И. В. Карсканов, В. Н. Неверов, Г. И. Харус, Н. Г. Шелушинина, М. В. Якунин, ФНТ **35**, 44 (2009).

9. R. Fletcher, M. Tsaousidou, T. Smith et al., Phys. Rev. B **71**, 155310 (2005).

10. S. Yamada et al., J. Appl. Phys. **72**, 569 (1992).

11. K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).

12. R. B. Laughlin, Phys. Rev. B **23**, 563 (1981).

13. B. I. Halperin, Phys. Rev. B **25**, 2185 (1982).

14. Д. Е. Хмельницкий, Письма в ЖЭТФ **38**, 454 (1983).

15. P. T. Coleridge, Phys. Rev. B **60**, 4493 (1999).

16. B. Karmakar, M. R. Gokhale, A. P. Shah et al., Physica E **24**, 187 (2004).

17. A. M. M. Pruisken, D. T. N. de Lang, L. A. Ponomarenko, and A. de Visser, Sol. St. Comm. **137**, 540 (2006).

18. A. M. M. Pruisken, B. Scoric, and M. A. Baranov, Phys. Rev. B **60**, 16838 (1999).

19. A. M. M. Pruisken, D. T. N. de Lang, L. A. Ponomarenko et al., Sol. St. Comm. **137**, 540 (2006).

20. W. Li, G. A. Csáthy, D. C. Tsui et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 206807 (2005).

21. W. Li, C. L. Vicente, J. S. Xia et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 216801 (2009).

22. S. W. Hwang, H. P. Wei, L. W. Engel et al., Phys. Rev. B **48**, 11416 (1993).

23. D.-H. Lee and Z. Wang, Phys. Rev. Lett. **76**, 4014 (1996).

24. A. M. M. Pruisken and M. A. Baranov, Europhys. Lett. **31**, 543 (1995).

25. A. M. M. Pruisken and I. S. Burmistrov, Ann. Phys. (N. Y.) **322**, 1265 (2007).

26. A. M. M. Pruisken and I. S. Burmistrov, Письма в ЖЭТФ **87**, 252 (2008).

27. A. M. Finkelstein, Int. J. Mod. Phys. B **24**, 1855 (2010) и ссылки там.

28. B. Huckestein and B. Kramer, Phys. Rev. Lett. **64**, 1437 (1990).

29. K. Slevin and T. Ohtsuki, Phys. Rev. Lett. **82**, 382 (1999).

30. H. Obuse, I. A. Gruzberg, and F. Evers, Phys. Rev. Lett. **109**, 206804 (2012).

31. I. S. Burmistrov, S. Bera, F. Evers, I. V. Gornyi, and A. D. Mirlin, Ann. Phys. (N. Y.) **326**, 1457 (2011).

32. Ю. Г. Арапов, С. В. Гудина, В. Н. Неверов, С. М. Подгорных, М. В. Якунин, ФНТ **39**, 58 (2013).

33. Ю. Г. Арапов, С. В. Гудина, В. Н. Неверов, С. М. Подгорных, М. В. Якунин, *Труды XIX Уральской международной зимней школы по физике полупроводников*, Екатеринбург (2012), с. 104.

34. Ю. Г. Арапов, С. В. Гудина, В. Н. Неверов, С. М. Подгорных, М. В. Якунин, ФНТ **39**, №4 (2013).

35. A. Palevski, F. Beltram, F. Capasso et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 1929 (1990); Y. Berk, A. Kamenev, A. Palevski, L. N. Pfeiffer, and W. West, Phys. Rev. B **50**, 15420 (1994).

36. Y. Berk, A. Kamenev, A. Palevski, L. N. Pfeiffer, and W. West, Phys. Rev. B **51**, 2604 (1995); M. Slutzky, O. Entin-Wohlman, Y. Berk, A. Palevski, and H. Shtrikman, Phys. Rev. B **53**, 4065 (1996).

37. Y. Huo, R. E. Hetzel, and R. N. Bhatt, Phys. Rev. Lett. **70**, 481 (1993).

38. D. H. Lee, Z. Wang, and S. Kivelson, Phys. Rev. Lett. **70**, 4130 (1993).

39. S. L. Sondhi, S. M. Girvin, J. P. Carini et al., Rev. Mod. Phys. **69**, 315 (1997).

40. S. Das Sarma, in: *Perspectives in Quantum Hall Effect*, ed. by S. Das Sarma, A. Pinczuk, Wiley, (1997), p. 1.

41. H. P. Wei, D. C. Tsui, and A. M. M. Pruisken, in: *High Magnetic Fields in Semiconductor Physics*, ed. by G. Landwehr, Springer, Berlin (1987), p. 11.