

## Особенности квантовых эффектов в $2D$ -структурах GaAs/ $n$ -InGaAs/GaAs с двойными квантовыми ямами

Ю.Г. Арапов, М.В. Якунин, С.В. Гудина, И.В. Карсканов, В.Н. Неверов,  
Г.И. Харус, Н.Г. Шелушина, С.М. Подгорных

*Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620041, Россия*  
E-mail: arapov@imp.uran.ru

Б.Н. Звонков, Е.А. Ускова

*Научно-исследовательский физико-технический институт при ННГУ, г. Нижний Новгород, 603600, Россия*

Статья поступила в редакцию 22 сентября 2006 г.

В двойной квантовой яме  $n$ -In <sub>$x$</sub> Ga <sub>$1-x$</sub> As/GaAs ( $x \approx 0,2$ ) температурные зависимости продольного сопротивления  $\rho_{xx}(T)$   $2D$ -электронного газа с низкой подвижностью и концентрацией электронов вблизи перехода металл–диэлектрик  $B = 0$  имеют «диэлектрический» характер в интервале температур  $T = 1,8-70$  К ( $k_B T \tau / \hbar = 0,2-3,8$ ). Аномальная температурная зависимость  $\sigma_{xy}(B, T)$  в области  $\omega_c \tau = 1$  приводит к ряду особенностей перехода от режима слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия к режиму квантового эффекта Холла в слабых магнитных полях.

У подвійній квантовій ямі  $n$ -In <sub>$x$</sub> Ga <sub>$1-x$</sub> As/GaAs ( $x \approx 0,2$ ) температурні залежності поздовжнього опору  $\rho_{xx}(T)$   $2D$ -електронного газу з низькою рухливістю й концентрацією електронів поблизу переходу метал–діелектрик  $B = 0$  мають «діелектричний» характер в інтервалі температур  $T = 1,8-70$  К ( $k_B T \tau / \hbar = 0,2-3,8$ ). Аномальна температурна залежність  $\sigma_{xy}(B, T)$  в області  $\omega_c \tau = 1$  приводить до ряду особливостей переходу від режиму слабкої локалізації й електрон-електронної взаємодії до режиму квантового ефекту Холла в слабких магнітних полях.

PACS: 73.50.Jt Гальваномагнитные и другие магнитотранспортные эффекты (в том числе термомагнитные эффекты);

71.30.+h Переходы металл–изолятор и другие электронные переходы.

Ключевые слова: двойные квантовые ямы, магнитотранспортные эффекты, электронные переходы.

### Введение

В магнитном поле плотность состояний  $2D$ -электронного газа представляет собой последовательность делокализованных (критических) состояний в центре уровней Ландау и локализованных — между уровнями. При изменении энергии Ферми ( $E_F$ ) или магнитного поля должны наблюдаться квантовые фазовые переходы (КФП) между этими состояниями. Экспериментальные результаты, полученные в сильных полях ( $\omega_c \tau \gg 1$ ) для КФП плато—плато и плато с фактором заполнения  $\nu = 1$  — холловский изолятор в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ), в какой-то степени согласуются с теоретическими предсказаниями. Одна-

ко КФП в слабых магнитных полях ( $\omega_c \tau \leq 1$ ), другими словами, проблема КЭХ в слабом магнитном поле, вот уже много лет является предметом острых дискуссий [1]. Это связано с тем, что при  $\omega_c \tau \leq 1$  КЭХ, а следовательно, и КФП маскируются магнитополевыми и температурными зависимостями квантовых поправок к продольной и холловской проводимости от слабой локализации и эффектов электрон-электронного взаимодействия (ЭЭВ) [1]. Кроме того, в ряде случаев эти зависимости обладают специфическими особенностями, обусловленными типом квантовой ямы (одиночная, двойная, множественная, узкая, широкая...), материалом, из которого изготовлена квантовая яма

(*n*-, *p*-GaAs/AlGaAs, *n*-, *p*-InGaAs/GaAs...), количеством заполненных подзон размерного квантования и т.д. В последнее время как теоретически [2–4], так и экспериментально [5–18] (см. также ссылки в [14]) показано, что эти специфические особенности квантовых поправок в различных квазидвумерных структурах в широком интервале температур (в диффузионном ( $k_B T \tau / \hbar \ll 1$ ) и баллистическом ( $k_B T \tau / \hbar > 1$ ) режимах) и концентраций носителей заряда ( $n_s < n_c$  и  $n_s > n_c$ , где  $n_c$  — критическая концентрация перехода металл–диэлектрик в нулевом магнитном поле) приводят к ряду аномалий квантовых эффектов как в сильных (в режиме квантового эффекта Холла), так и в слабых магнитных полях. В частности, анализировать КФП изолятор ( $B = 0$ ) — квантово-холловское состояние с большими значениями фактора заполнения ( $\nu > 1$ ) без учета особенностей температурных и магнитопольных зависимостей квантовых поправок нельзя.

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исследованы образцы GaAs/*n*-In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs с двойными квантовыми ямами (ДКЯ). Гетеросистема GaAs/*n*-In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs, хотя обычно имеет качество хуже, чем традиционно исследуемая *n*-GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, интересна для физики ДКЯ наличием существенно больших спиновых расщеплений. Квантовые ямы *n*-In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As имели ширину 5 нм, барьер GaAs — 10 нм, изначальная полная концентрация электронов  $n_T = 2,3 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  и подвижность  $\mu_n = 1,15 \text{ м}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$ . Инфракрасная подсветка позволяла повысить концентрацию примерно в 1,5 раза, повышенная концентрация остается практически неизменной за время эксперимента. Концентрация электронов  $n_T > n_c$ , что соответствует «металлической» стороне перехода металл–диэлектрик в нулевом магнитном поле. Были измерены  $\rho_{xx}(B, T)$  и  $\rho_{xy}(B, T)$  при  $1,8 \text{ К} < T < 77 \text{ К}$  и  $0 < B < 9 \text{ Тл}$ . Параметр  $k_B T \tau / \hbar = 0,1\text{--}3,8$  (баллистический режим). На рис. 1 видно, что осцилляции Шубникова–де Гааза (с фактором заполнения  $\nu = 10$ ) начинаются с полей  $B_1 \approx 0,75 \text{ Тл}$  ( $\omega_c \tau \leq 1$ ),  $\rho_{xx}(B, T) = \rho_{xy}(B, T)$  ( $\omega_c \tau = 1$ ) в полях  $B_2 = 0,89 \text{ Тл}$ , а в поле  $B_3 \approx 1,6 \text{ Тл}$  ( $\omega_c \tau > 1$ ) на  $\rho_{xx}(B, T)$  наблюдается так называемая температурно-независимая точка  $T_{\text{ind}}$ . При  $T > 8 \text{ К}$  эта точка начинает размываться.

Хорошо известно, что в соответствии с «глобальной фазовой диаграммой» [19], построенной на «гипотезе всплывания» критических (делокализованных) состояний Лафлина и Хмельницкого, согласно которой при уменьшении магнитного поля делокализованные состояния на уровне Ландау не могут исчезать скачком, а должны вместо этого бесконечно «всплывать» по энергиям при  $B \rightarrow 0$  [20].

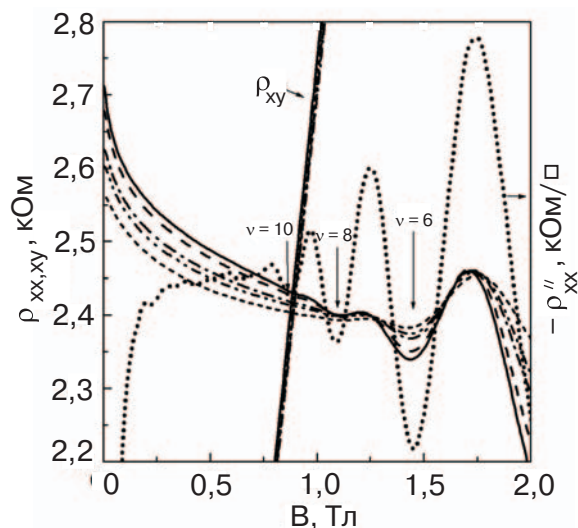


Рис. 1. Экспериментальные зависимости  $\rho_{xx}(B, T)$  и  $\rho_{xy}(B, T)$  при фиксированных значениях температуры ( $T = 1,8\text{--}5,0 \text{ К}$ , верхняя кривая соответствует  $T = 1,8 \text{ К}$ ). Точечная кривая соответствует зависимости от магнитного поля второй производной  $\rho_{xx}(B, T)$  по магнитному полю.

Прохождение уровней Ландау через уровень Ферми должно привести к квантованию холловской проводимости в слабых магнитных полях. Таким образом, в этом интервале магнитных полей при  $B = B_{\text{cr}}$  должен наблюдаться КФП изолятор ( $B = 0$ ) — квантово-холловское состояние с большими значениями фактора заполнения ( $\nu > 1$ ). Часто в качестве критерия определения фазовой границы используют тот факт, что в поле  $B_{\text{cr}}$  на зависимости  $\rho_{xx}(B, T)$  должна иметь место точка  $T_{\text{ind}}$ , при этом также возможно равенство  $\rho_{xx}(B, T) = \rho_{xy}(B, T)$ , т.е.  $\omega_c \tau = 1$ .

Существует и альтернативная точка зрения [6, 7, 21]. Аналогичная картина должна наблюдаться и в следующем случае: предсказание теории квантовых поправок (ТКП) об отсутствии поправок в  $\sigma_{xy}$  от *e-e* взаимодействия ( $\Delta\sigma_{xy}^{ee} = 0$ ) в диффузионном режиме при инвертировании тензора проводимости в тензор сопротивления приводит к тому, что в компоненте  $\rho_{xx}(B, T)$  появляется множитель  $[1 - (\omega_c \tau)^2]$ . И как следствие, в магнитном поле, соответствующем  $\omega_c \tau = 1$ , сопротивление перестает зависеть от температуры (появляется точка  $T_{\text{ind}}$ ) [21]. Сопротивление в этом поле равно друдевскому  $\rho_D$ , что и позволяет определить друдевскую проводимость  $\sigma_D = \rho_D^{-1}$ .

В работе Хакестейна [1] довольно убедительно показано, что все имеющиеся эксперименты по КЭХ и КФП в слабых магнитных полях могут быть поняты в рамках стандартных теорий слабой локализации и ЭЭВ без привлечения каких-либо экзотических гипотез типа «гипотезы всплывания». Мы также придерживаемся этой точки зрения и счита-

ем, что в наших образцах  $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  с концентрацией электронов, соответствующей металлической стороне перехода металл — диэлектрик в нулевом магнитном поле ( $k_F l_{\text{Г}} > 6$ ), наблюдаемая точка  $T_{\text{ind}}$  на зависимости  $\rho_{xx}(B, T)$  в слабых магнитных полях связана с ЭЭВ в диффузионном режиме. А сильное отличие наблюдаемой картины (рис. 1) от ожидаемой как в случае КФП, так и в случае появления множителя  $[1 - (\omega_c \tau)^2]$  вследствие взаимодействия ЭЭВ и циклотронного характера движения носителей заряда в магнитном поле мы связываем с наличием температурной зависимости  $\sigma_{xy}(B, T)$  (см. рис. 2) и  $\mu(T)$  (см. рис. 3). При  $T > 8$  К 2D-электронный газ переходит в баллистический режим ( $k_B T \tau / \hbar > 1$ ), где отсутствует требование об отсутствии ЭЭВ вклада в  $\sigma_{xy}(B, T)$ . При инвертировании  $\sigma_{xx}$  и  $\sigma_{xy}$  в  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$  в компоненте  $\rho_{xx}$  исчезнет множитель  $[1 - (\omega_c \tau)^2]$  и, следовательно, исчезнет точка  $T_{\text{ind}}$ , вернее, она начнет размываться.

На рис. 2 хорошо видно, что  $\sigma_{xy}(B, T)$  в слабых магнитных полях ( $\omega_c \tau \leq 1$ ) сильно зависит от температуры — сдвигается максимум в область более слабых полей, а также изменяется значение  $\sigma_{xy}(B, T)$  в максимуме. Из теории Друде известно, что зависимость  $\sigma_{xy}(B)$  максимум имеет при  $\mu_n B = 1$ , а ее значение в максимуме равно  $\sigma_D / 2$ . Используя эти соотношения, мы определили температурные зависимости как  $\sigma_D(T)$ , так и  $\mu_n(T)$  (см. рис. 3). Выше было показано, что концентрация электронов в этом интервале температур остается постоянной. Эффекты слабой локализации в этих полях уже подавлены ( $B_{\text{Г}} = 0,16$  Тл). Остается только  $\tau(T)$  [3,14]. Мы считаем, что размывание точки  $T_{\text{ind}}$  на  $\rho_{xx}(B, T)$  при  $T > 4,0$  К и отсутствие равенства  $\rho_{xx}(B_{\text{Г}}, T) = \rho_{xy}(B_{\text{Г}}, T)$  в магнитном поле, где наблюдается

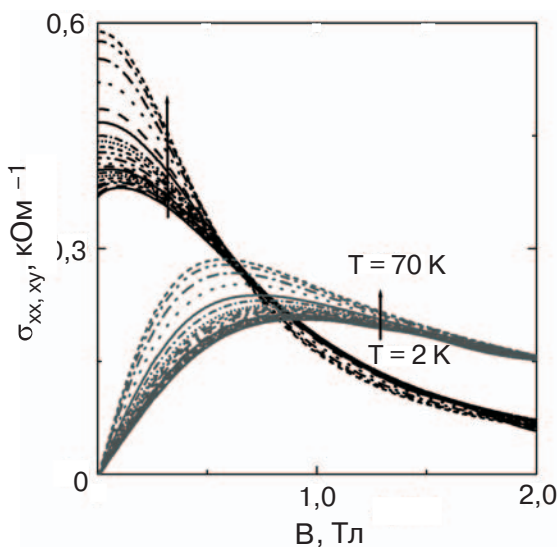


Рис. 2. Зависимости  $\sigma_{xx}(B, T)$  и  $\sigma_{xy}(B, T)$  от магнитного поля в области  $\omega_c \tau \approx 1$  в интервале температур 2,0–70 К.

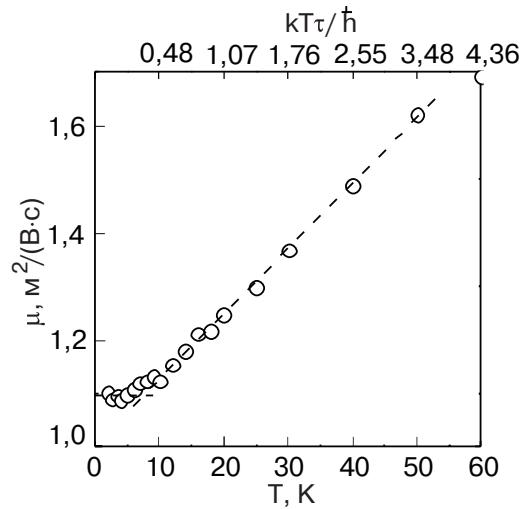


Рис. 3. Температурная зависимость подвижности электронов, полученная из анализа зависимости  $\sigma_{xy}(B, T)$  в области  $\omega_c \tau \approx 1$  в интервале температур 2,0–70 К (рис. 2) по друдеским формулам (см. в тексте).

точка  $T_{\text{ind}}$ , связано с наличием температурной зависимости  $\tau(T)$  и, как следствие,  $\sigma_D(B, T)$ . Если из экспериментальных зависимостей  $\sigma_{xx}(B, T)$  и  $\sigma_{xy}(B, T)$  вычесть температурную зависимость  $\sigma_D(T)$  и с такими скорректированными значениями  $\sigma_{xx}^*(B, T)$  и  $\sigma_{xy}^*(B, T)$  вновь рассчитать компоненты тензора сопротивления  $\rho_{xx}(B, T)$  и  $\rho_{xy}(B, T)$ , то температура, где начнется размывание точки  $T_{\text{ind}}$ , повысится до 10 К, температурная зависимость  $\rho_{xx}^*(B_{\text{Г}}, T)$  существенно ослабнет (см. рис. 4) и теперь уже в поле  $B_{\text{Г}}$  появится равенство  $\rho_{xx}^*(B_{\text{Г}}, T) = \rho_{xy}^*(B_{\text{Г}}, T)$ . В чем причина такого

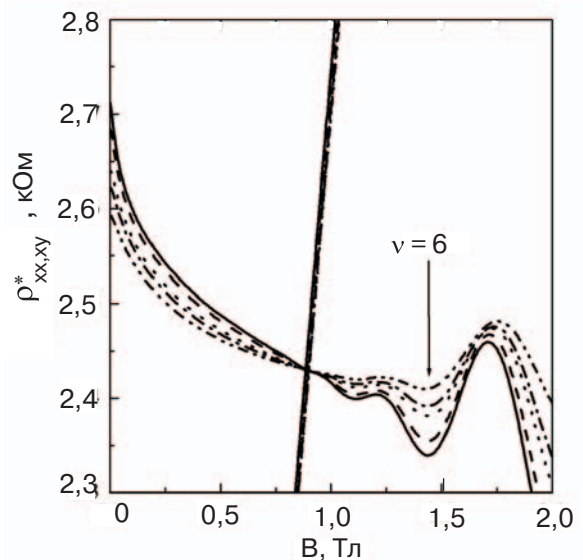


Рис. 4. Те же зависимости  $\rho_{xx}^*(B, T)$  и  $\rho_{xy}^*(B, T)$  при фиксированных значениях температуры, что и на рис. 1, полученные при инвертировании модифицированных компонент тензора проводимости  $\sigma_{xx}^*(B, T)$  и  $\sigma_{xy}^*(B, T)$  (учитывалась температурная зависимость подвижности на рис. 3).

поведения  $\rho_{xx}(B, T)$  и  $\rho_{xy}(B_{cr}, T)$  в области  $B_{cr}$  и точки  $T_{ind}$ ?

Как уже упоминалось выше, в соответствии с предсказанием ТКП, отсутствие квантовых поправок в  $\sigma_{xy}$  от ЭЭВ ( $\Delta\sigma_{xy}^{ee} = 0$ ) в диффузионном режиме при инвертировании тензора проводимости в тензор сопротивления приводит к тому, что в поправке к  $\rho_{xx}(B, T)$  от эффектов ЭЭВ появляется множитель  $[1 - (\omega_c\tau)^2] \sigma_{xx}^{ee}(B, T)$ . И как следствие — в магнитном поле, соответствующем  $\omega_c\tau = 1$ , так называемое отрицательное магнитосопротивление перестает зависеть от температуры (появляется точка  $T_{ind}$  — см. рис. 4). По нашему мнению, появление размытия этой точки по температуре связано с нарушением условия  $k_B T \tau / \hbar \ll 1$  для диффузионного режима. При  $T > 4,2$  К  $2D$ -электронный газ переходит в баллистический режим, где требование об отсутствии вклада в  $\sigma_{xy}$  от ЭЭВ отсутствует. При инвертировании  $\sigma_{xx}$  и  $\sigma_{xy}$  в  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$  в компоненте  $\rho_{xx}$  исчезнет множитель  $[1 - (\omega_c\tau)^2]$  и, следовательно, исчезнет температурно-независимая точка.

О переходе в баллистический режим свидетельствует и само появление температурной зависимости  $\sigma_{xy}(T)$  в магнитном поле после  $T > 4,2$  К. Аналогичное утверждение для  $2D$ -структур GaAs/AlGaAs высказано и в работе [14]. Могут возникнуть возражения различного типа — например, наблюдаемая температурная зависимость холловской проводимости (сопротивления) связана с температурной зависимостью концентрации электронов в этой области температур ( $n_s(T)$ ). Об отсутствии  $n_s(T)$  для нашего образца можно утверждать по отсутствию сдвига положений по магнитному полю осцилляционных пиков на  $\rho_{xx}(B, T)$  и «плато» квантового эффекта Холла на  $\rho_{xy}(B, T)$  [7]. Кроме того,  $\sigma_{xy}(B, T)$  может возникнуть из-за появления температурной зависимости  $\sigma_D(T)$ . В баллистическом режиме  $\tau(T)$  появляется как в модели ЭЭВ [3,4], так и в модели температурно-зависимого экранирования [2].

Ранее было установлено, что и для исследованных нами гетероструктур  $p$ -Ge/Ge $_{1-x}$ Si $_x$  гипотеза «всплывания» неприменима. Наблюдаемая в эксперименте точка  $T_{ind}$ , в которой пересекаются все кривые  $\rho_{xx}(B)$  в поле  $B_c \sim 1$  Тл для различных температур в диапазоне  $0,3$  К  $\leq T \leq 12,2$  К, связана не с переходом изолятор—квантово-холловская жидкость (как принято считать), а с совместным действием классического циклотронного движения и ЭЭВ в диффузионном канале. Критерием существования этого перехода является скейлинговая зависимость  $\rho_{xx}(B, T) = f((B - B_{cr})/T^k)$  вблизи точки перехода  $B_{cr}$  с критическим индексом  $k = 0,43$ . Как для образцов из серии 1123–1125, так и для 1578 нам не удалось смасштабировать все зависимости с

единым критическим индексом  $k$  (из теории квантовых фазовых переходов  $k = 0,43$ ).

Как и для структур  $p$ -Ge/Ge $_{1-x}$ Si $_x$ , нам не удалось смасштабировать все зависимости с одним и тем же критическим индексом  $k = 0,43$  и для структур GaAs/ $n$ -In $_x$ Ga $_{1-x}$ As/GaAs с двойными квантовыми ямами мы считаем, что и в последнем случае наблюдаемая на эксперименте точка  $T_{ind}$ , в которой пересекаются все кривые  $\rho_{xx}(B)$  в поле  $B_{cr} = 0,89$  Тл для различных температур в диапазоне  $0,3$  К  $\leq T \leq 12,2$  К, связана не с переходом изолятор—квантово-холловское состояние с большими значениями фактора заполнения ( $\nu > 1$ ) (как принято считать), а с совместным действием классического циклотронного движения и ЭЭВ в диффузионном канале.

Работа выполнена при поддержке проектов РФФИ: № 04-02-16614, № 05-02-16206 и программы президиума РАН «Низкоразмерные квантовые гетероструктуры».

1. E.L. Shangina and V.T. Dolgoplov, *cond-mat/0402135*; B. Huckestein, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3141 (2000).
2. A. Gold and V.T. Dolgoplov, *Phys. Rev.* **B33**, 1076 (1986); S. Das Sarma and H.W. Hwang, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 164 (1999); *Phys. Rev.* **B61**, R7838 (2000).
3. I.V. Gornyi and A.D. Mirlin, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 076801 (2003); *Phys. Rev.* **B69**, 045313 (2004)); S. Das Sarma and E.H. Hwang, *cond-mat/0412670*.
4. G. Zala, B.N. Narozhny, and I.L. Aleiner, *Phys. Rev.* **B64**, 214204 (2001); *ibid.* **B65**, R02201 (2002).
5. G.M. Minkov, A.A. Sherstobitov, A.V. Germanenko, O.E. Rut, V.A. Larionova, A.K. Bakarov, and B.N. Zvonkov, *Phys. Rev.* **B64**, 235327 (2001); *cond-mat/0512087*.
6. Ю.Г. Арапов и С.В. Гудина, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушинина, М.В. Якунин, С.М. Подгорных, Б.Н. Звонков, Е.А. Ускова, *Материалы симпозиума «Нанозифика и нанозлектроника»*, Н-Новгород, 25–29 марта 2005, с. 336.
7. Yu.G. Arapov, S.V. Gudina, G.I. Harus, V.N. Neverov, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin, S.M. Podgornyh, E.A. Uskova, and B.N. Zvonkov, *Proc. of 13th Int. Symp. «Nanostructures: Physics and Technology»*, St. Petersburg, Russia, 2005, p. 403.
8. P.T. Coleridge, A.S. Sachrajda, and P. Zawadzki, *Phys. Rev.* **B65**, 125328 (2002).
9. A.A. Shashkin, S.V. Kravchenko, V.T. Dolgoplov, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev.* **B66**, 073303 (2002).
10. H. Noh, M.P. Lilly, D.C. Tsui, J.A. Simmons, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev.* **B68**, R241308 (2003).
11. V.M. Pudalov, M.E. Gershenson, H. Kojima, G. Brunthaler, A. Print, and G. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 126403 (2003); *cond-mat/0504475*.
12. Y.Y. Proskuraykov A.K. Savchenko, S.S. Safonov, M. Pepper, M.Y. Simmons, and D.A. Ritchie, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 076406 (2002).

13. Z.D. Kvon, O. Estibals, G.M. Gusev, and J.C. Portal, *Phys. Rev.* **B65**, 161304 (2002).
14. V.T. Renard, I.V. Gornyi, O.A. Tkachenko, V.A. Tkachenko, Z.D. Kvon, E.B. Olshnetsky, A.I. Toropov, and J.-C. Portal, *Phys. Rev.* **B72**, 075313 (2005); *cond-mat/0412311*; *cond-mat/0505474*.
15. S.A. Vitkalov, K. James, B.N. Narozhny, M.P. Sarachik, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev.* **B67**, 113310 (2003).
16. M.Y. Simmons, A.R. Hamilton, M. Pepper, E.H. Linfield, P.D. Rose, and D.A. Ritchie, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2489 (2000).
17. X.P.A. Gao, G.S. Boebinger, A.P. Ramirez, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 256402 (2004), *cond-mat/0411391*.
18. A. Senz, t. Ihn, T. Heinzel, K. Ensslin, G. Dehlinger, D. Gretzmacher, and U. Gennser, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4357 (2000).
19. S. Kivelson, D-H. Lee, and S.-C. Zhang, *Phys. Rev.* **B46**, 2223 (1992).
20. D.E. Khmel'nitskii, *Phys. Lett.* **A106**, 182 (1984); R.B. Laughlin, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 2304 (1984).
21. K.K. Choi, D.C. Tsui, and S.C. Palmateer, *Phys. Rev.* **B33**, 8216 (1986); Yu.G. Arapov, G.I. Harus, V.N. Neverov, N.G. Shelushinina, and O.A. Kuznetov, *Semiconductors* **33**, 978 (1999).

### Quantum effects peculiarities in 2D-structures GaAs/n-InGaAs/GaAs with double quantum wells

Yu.G. Arapov, M.V. Yakunin, S.V. Gudina,  
I.V. Karskanov, V.N. Neverov, G.I. Harus,  
N.G. Shelushinina, S.M. Podgornyh,  
B.N. Zvonkov, and E.A. Uskova,

The resistivity  $\rho_{xx}(B, T)$  for a low mobility dilute 2D electron gas in GaAs/n-InGaAs/GaAs double quantum wells exhibits a monotonic «insulating-like» temperature dependence at  $T = 1.8-70$  K ( $d\rho_{xx}(T)/dT < 0$ ) in zero magnetic field and  $d\sigma_{xy}(B, T)/dT < 0$  in the vicinity of  $\omega_c\tau \approx 1$ . This temperature interval corresponds to diffusive and ballistic regimes ( $k_B T\tau/\hbar = 0.1-3.8$ ) for our samples. The electron density is on a «metallic» side ( $n > n_c$ ) of the so-called  $B = 0$  2D metal–insulator transition. Due to this anomalous  $\sigma_{xy}(B, T)$   $T$ -dependence we observed some peculiarities of the insulator–quantum Hall state (with  $\nu = 10$ ) transition in low magnetic fields.

PACS: 73.50.Jt Galvanomagnetic and other magnetotransport effects (including thermomagnetic effects);

**71.30.+h** Metal–insulator transitions and other electronic transitions.

Keywords: double quantum wells, magnetotransport effects, electronic transitions.