

Исследование размерно-квантованной валентной зоны Ge в потенциальной яме $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x / \text{Ge} / \text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ с помощью гальваномагнитных эффектов

© М.В. Якунин, Г.А. Альшанский, Ю.Г. Арапов, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушинина, О.А. Кузнецов*, А. де Виссер**, Л. Пономаренко**

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук, 620219 Екатеринбург, Россия

* Физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603600 Нижний Новгород, Россия

** Институт Ван-дер-Ваальса-Зеемана, Университет Амстердама, Амстердам, Нидерланды

E-mail: yakunin@imp.uran.ru

На основании расчетов структуры размерно-квантованной валентной зоны Ge в слое с ориентацией (111) показано, что эффективная масса, описывающая движение дырок вдоль слоя, почти на порядок меньше, чем масса тяжелых дырок вдоль [111] в объемном материале, которая ответственна за формирование в этом слое уровней размерного квантования. В результате реализуется заполнение многих подзон при умеренных толщинах слоя и концентрациях дырок p_s . Опустошение двух или более верхних подзон в слое Ge толщиной 38 nm при $p_s = 5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ наблюдалось при измерении магнитосопротивления в сильном магнитном поле, ориентированном параллельно слоям, тогда как исчезновение состояния квантового эффекта Холла при факторе заполнения $\nu = 1$ указывает на слияние двух нижних подзон в самоформирующемся профиле потенциала двойной квантовой ямы. Показано, что в дырочном газе последний эффект должен быть чувствительным к деформации слоя.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 02-02-16401 и 04-02-614), а также программы РАН „Физика твердотельных наноструктур“.

Внедрение еще одной степени свободы в дополнение к существующей возможности двумерного (2D) движения носителей тока в слое создает предпосылки для возникновения ряда новых физических явлений в полупроводниковых гетеросистемах. Например, это приводит к образованию новых электронных фаз в многокомпонентной системе, находящейся в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ), или расширению границ существования фаз, уже известных в 2D-слое [1].

Наиболее эффективно это можно сделать двумя способами. Первый способ состоит в обеспечении возможности заполнения верхних подзон размерного квантования. Заселение до восьми подзон удалось реализовать и выявить в широкой параболической потенциальной яме, заполненной электронами, где было зафиксировано сосуществование 2D- и 3D-состояний [2], а также обнаружено новое коллективное состояние [3]. Коллективные состояния легче реализуются в дырочном газе, чем в электронном, благодаря большей массе дырок [4].

Второй способ — создание системы взаимосвязанных 2D-слоев, в которой проявляются новые аспекты физики многокомпонентных систем в связи с формированием межслойных коррелированных состояний [1,5]. При этом дырочные системы являются более перспективными также вследствие большей массы дырок, поскольку в этом случае подавляется межслойное туннелирование, которое препятствует формированию межслойных коррелированных состояний [6].

В настоящей работе представлены результаты исследований магнитотранспортных явлений в квазидвумер-

ном дырочном газе, заключенном в слое Ge в условиях заселенности множества подзон. Исследованная система селективно легирована, что приводит к изгибу dna потенциальной ямы и формированию профиля двойной квантовой ямы (ДКЯ). Это в свою очередь ведет к разделению дырочного газа на два 2D-подслоя в широких слоях Ge.

Измерения выполнены на серии квантовых ям $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x / \text{Ge} / \text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ с $x \approx 0.1$, выращенных на подложке с ориентацией (111). Центральная область барьеров $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ легирована бором. Образцы различаются шириной слоя Ge d_w и плотностью заключенного в нем дырочного газа p_s (см. параметры образцов в таблице).

При ориентации магнитного поля перпендикулярно слоям наблюдается КЭХ (рис. 1). Подробный его анализ в относительно нешироких слоях выполнен в ряде наших работ [7]. В настоящей работе представлены результаты для более широких слоев, а также результаты исследований магнитосопротивления (МС) этих же об-

Параметры исследованных образцов

Нормер образца	d_w, nm	$p_s, 10^{15} \text{ m}^{-2}$
578	8	1.4
1006	12.5	4.9
1123	23	3.4
1124, 1125	22	2.8
475a2	38	5
476b4	38	5.8

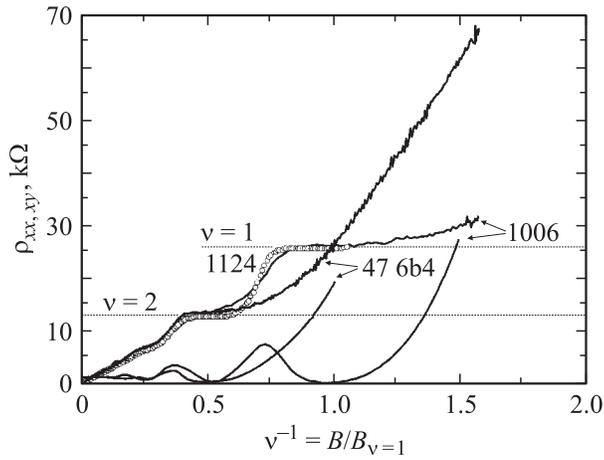


Рис. 1. Квантовый эффект в слоях Ge при $d_w < 30$ nm (образцы 1006 и 1124) и $d_w > 30$ nm (образец 476b4).

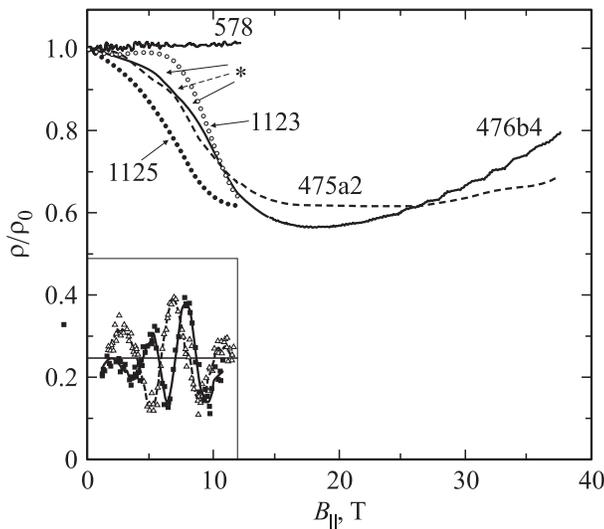


Рис. 2. MC разных образцов в параллельном магнитном поле. $T = 1.6$ K. Звездочкой отмечены локальные особенности MC образцов 475a2, 476b4. На вставке — MC образцов 475a2/476b4 после вычитания монотонной составляющей.

разцов в магнитном поле, ориентированном параллельно слоям.

Заметим, что в образцах с шириной слоя Ge более ~ 30 nm особенности КЭХ для фактора заполнения $\nu = 1$ (т.е. плато на уровне холловского сопротивления $R_{xy} = 25.8$ kΩ и соответствующего минимума продольного MC ρ_{xx}) исчезают, тогда как в более тонких слоях Ge эти особенности ярко выражены. Это связано с формированием ДКЯ (см. далее).

Результаты измерений в параллельном магнитном поле представлены на рис. 2, где для удобства сравнительного анализа результаты, полученные на разных образцах, нормированы на значение их сопротивления в нулевом поле ρ_0 .

Параллельное магнитное поле практически не влияет на MC самых узких слоев Ge (образец 578 ($d_w \approx 8$ nm)

на рис. 2). Из расчетов (рис. 3) однозначно следует, что в этом образце заселена только одна подзона размерного квантования дырок. В более широких слоях наблюдается сильное отрицательное MC – до 40% от ρ_0 . При этом в умеренно широких слоях Ge ($d_w \approx 20$ nm) кривые отрицательного MC плавные, а в самых широких (~ 40 nm, образцы 475a2 и 476b4) на монотонную кривую отрицательного MC накладываются локальные особенности [8]. Эти особенности хорошо видны после вычитания монотонного фона, который моделировался в виде полинома четвертой степени (см. вставку на рис. 2). Эксперименты в наклонных магнитных полях показывают, что данные особенности проявляются в узком интервале углов наклона вблизи ориентации поля вдоль слоев, когда осцилляции Шубникова–де Гааза уже исчезли.

Выполнены расчеты структуры валентной зоны Ge в условиях ее размерного квантования в слое с ориентацией (111) с помощью самосогласованного решения системы уравнений Шредингера (на основе гамильтониана Латтинджера с учетом обменно-корреляционной энергии [9]) и уравнений Пуассона. Можно выделить следующие основные особенности рассчитанной структуры зоны (рис. 3, 4).

1) Структура подзон в слое Ge с ориентацией (111) относительно проста: хотя подзоны сильно отличаются от парабол, они не содержат дополнительных боковых экстремумов, что противоречит предсказаниям для бесконечно глубокой ямы [10] и результатам ряда расчетов валентной зоны слоя GaAs с ориентацией (100) (см., например [11]), но согласуется с результатами расчетов для слоев Ge (100), полученных в работе [12].

2) Энергетическая дисперсия $E_i(k_{\in(111)})$ для крайней подзоны дырок характеризуется довольно малой эффективной массой $m/m_0 = 0.053-0.062$, приближающейся по величине к объемной массе легких дырок в Ge $m_{LH(111)}/m_0 = 0.040$ [13]. Малая величина массы обусловлена значительным перемешиванием объемных состояний тяжелых и легких дырок в волновой функции

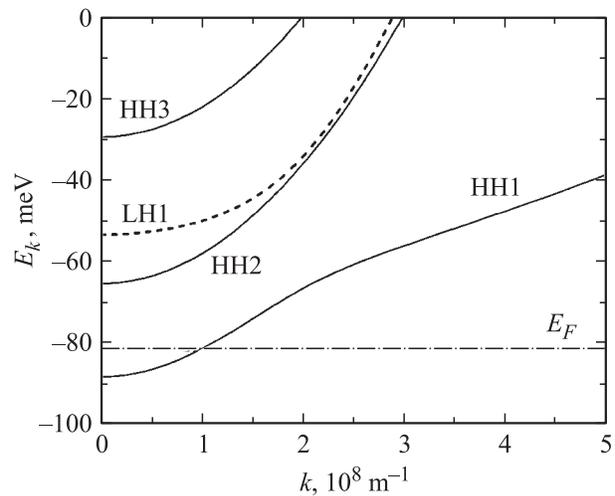


Рис. 3. Структура валентной зоны Ge в слое толщиной 8 nm.

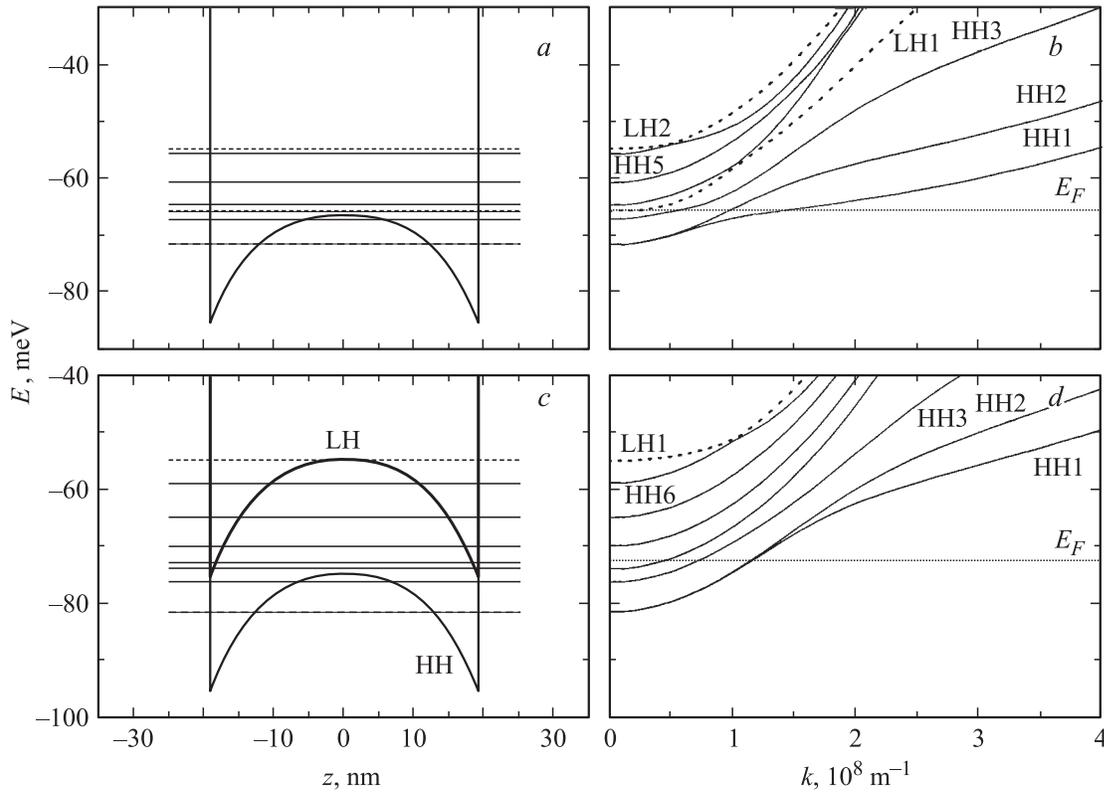


Рис. 4. Структура валентной зоны, рассчитанная для образца 475a2. Энергия возрастает в глубь валентной зоны. Профиль потенциала и энергетические уровни без учета деформации (a) и при деформации $\xi = 10 \text{ meV}$ (c). Структура соответствующих подзон и уровень Ферми без учета деформации (b) и при деформации $\xi = 10 \text{ meV}$ (d).

подзоны при $k_{\parallel} \neq 0$, тогда как при $k_{\parallel} = 0$ состояния в крайней подзоне соответствуют тяжелым дыркам. По этому свойству валентная зона радикально отличается от зоны проводимости, где характер волновых функций в подзоне практически не меняется с k_{\parallel} , а масса электронов в подзонах равна объемной и возрастает с ростом k_{\parallel} , отражая только небольшую непараболичность, вызванную влиянием ближайших зон. Сочетание малой массы дырок для движения вдоль слоя с большой объемной массой тяжелых дырок Ge $m_{\text{HH}(111)}/m_0 = 0.50$ [13], которая ответственна за формирование уровней размерного квантования, создает уникальную ситуацию, когда заселено большое число подзон при умеренных величинах концентрации дырок и ширины слоя.

Выполненные расчеты позволяют объяснить наблюдаемое исчезновение особенностей КЭХ при $\nu = 1$ в широких слоях Ge слиянием двух крайних подзон HH1 и HH2 в самоформирующемся потенциале ДКЯ (рис. 4, a), но лишь в том случае, когда учтена деформация слоя. Как видно из рис. 4, b, d, две крайние подзоны сливаются только в области малых k_{\parallel} , а с ростом k_{\parallel} отделяются друг от друга. Это еще одно проявление специфики размерно-квантованного спектра вырожденной валентной зоны. Если бы в электронном газе, помещенном в ДКЯ, два уровня совпали при $k_{\parallel} = 0$, их подзоны оставались бы практически слитыми при росте k_{\parallel} во всем диапазоне энергий. В недеформированном

слое Ge при энергиях вблизи уровня Ферми эти подзоны уже в значительной степени отделены (рис. 4, b), и щель на уровне Ферми должна привести к формированию состояния КЭХ при $\nu = 1$. Однако деформация слоя расширяет область слияния подзон, и при деформации $\xi = 10 \text{ meV}$ подзоны остаются слитыми и на уровне Ферми (рис. 4, d). В результате исчезновения щели на уровне Ферми уровни Ландау обеих подзон (т.е. в двух подслоях) попарно совпадут, и для слоя Ge в целом останутся только четные особенности КЭХ в согласии с экспериментом.

Описываемое расщепление дырочных подзон обусловлено разной долей примешанных состояний легких дырок к уровням симметричного и антисимметричного состояний при энергиях вблизи и выше амплитуды изгиба дна ямы. Из-за меньшего периода решетки в сплаве $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ слои Ge одноосно растянуты вдоль направления роста, что приводит к смещению подзон легких дырок в глубь валентной зоны. В результате область непараболичности подзон тяжелых дырок смещается к большим энергиям и область слияния подзон HH1 и HH2 расширяется, достигая значений уровня Ферми при $k_{\parallel} = k_F$. Таким образом, в отсутствие деформации в образцах 475a2/476b4 на уровне Ферми присутствовала бы щель $\sim 2 \text{ meV}$, что при гелиевых температурах надежно обеспечивало бы существование состояния КЭХ с $\nu = 1$. Однако при величине пара-

метра деформации (половина деформированной щели) $\xi > \sim 6 \text{ meV}$, область слияния подзон достигает k_F , при этом получаем двукратно вырожденное состояние на уровне Ферми, а с учетом спина — четырехкратно вырожденное. В магнитном поле после расщепления по спину уровни остаются двукратно вырожденными, и в эксперименте проявляются только четные состояния КЭХ. Наличие межслойных корреляционных эффектов вносит дополнительный вклад в разрушение состояния КЭХ с $\nu = 1$ [1,5,14].

Из расчетов следует, что в яме шириной 38 nm при концентрации $p_s \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ кроме двух крайних слитых подзон заселены еще одна или две вышележащие подзоны (рис. 4). Мы полагаем, что именно заселенность этих верхних подзон ответственна за наблюдаемые локальные особенности МС $\rho(B_{\parallel})$ в образцах 475a2/476b4. Вследствие диамагнитного сдвига подзон вверх уровень Ферми последовательно из них выходит, и каждый такой выход проявляется в виде особенности МС из-за изменения плотности состояний на уровне Ферми и подавления межподзонного рассеяния. Наблюдение локальных особенностей МС (как минимум двух) указывает на то, что в нулевом поле заселены, как минимум, две верхние подзоны.

Наблюдение в образцах 1123 и 1124 (с умеренной шириной слоев $\sim 20 \text{ nm}$) отрицательного МС того же вида и величины, но без локальных особенностей указывает на то, что в данном случае в параллельном магнитном поле происходит опустошение только одной подзоны. Спад сопротивления $\rho(B_{\parallel})$ в образце 1123 начинается в магнитных полях, больших, чем для образца 1125 (рис. 1). Поскольку первый из них имеет большую концентрацию дырок и более широкую яму, указанное различие естественно объяснить тем, что уровень Ферми в образце 1123 в нулевом поле расположен глубже в этой верхней подзоне.

В заключение отметим, что возможность заселения многих подзон в исследованных образцах указывает на перспективность данной дырочной гетеросистемы для исследований при сверхнизких температурах с целью поиска коррелированных состояний.

Список литературы

- [1] S.M. Girvin, A.H. MacDonald. Perspectives in Quantum Hall Effects / Ed. S. Das Sarma, Aron Pinczuk. Wiley, N.Y. (1997). Ch. 5.
- [2] C.S. Sergio, G.M. Gusev, J.R. Leite, E.B. Olshanetskii, A.A. Выков, N.T. Moshegov, A.K. Bakarov, A.I. Toropov, D.K. Maude, O. Estibals, J.C. Portal. Phys. Rev. B **64**, 115 314 (2001).
- [3] G.M. Gusev, A.A. Quivy, T.E. Lamas, J.R. Leite, A.K. Bakarov, A.I. Toropov, O. Estibals, J.C. Portal. Phys. Rev. B **65**, 205 316 (2002).
- [4] G.M. Gusev, A.A. Quivy, T.E. Lamas, J.R. Leite, O. Estibals, J.C. Portal. Workbook Int. Conf. EP2DS-15. Nara, Japan (2003). P. 366, 762.
- [5] J.P. Eisenstein. Perspectives in Quantum Hall Effects / Ed. S. Das Sarma, Aron Pinczuk. Wiley, N.Y. (1997). Ch. 2.
- [6] E. Tutuc, S. Melinte, E.P. De Poortreere, R. Pillarisetty, M. Shayegan. Phys. Rev. Lett. **91**, 076 802 (2003); W.R. Clarke, A.P. Macolic, A.R. Hamilton, M.Y. Simmons, M. Perrer, D.A. Ritchie. Workbook Int. Conf. EP2DS-15. Nara, Japan (2003). P. 187.
- [7] Ю.Г. Арапов, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушинина, М.В. Якунин, О.А. Кузнецов. ЖЭТФ **96**, 118 (2003); Nanotechnology **11**, 351 (2000); ФТП **32**, 721 (1998).
- [8] M.V. Yakunin, G.A. Alshanskii, Yu.G. Arapov, G.I. Harus, V.N. Neverov, N.G. Shelushinina, O.A. Kuznetsov, B.N. Zvonkov, E.A. Uskova, L. Ponomarenko, A. de Visser. Workbook Int. Conf. EP2DS-15. Nara, Japan (2003). P. 493; Physica E **22**, 68 (2004).
- [9] P.A. Bobbert, H. Wieldraaijer, R. van der Weide, M. Kemmerink, P.M. Koenraad, J.H. Wolter. Phys. Rev. B **56**, 3664 (1997).
- [10] М.И. Дьяконов, А.В. Хаецкий. ЖЭТФ **82**, 1584 (1982).
- [11] U. Ekenberg, M. Altarelli. Phys. Rev. B **32**, 3712 (1985).
- [12] R. Winkler, M. Merkler, T. Darnhofer, U. Rossler. Phys. Rev. B **53**, 10 858 (1996).
- [13] J.C. Hensel, K. Suzuki. Phys. Rev. B **9**, 10, 4219 (1974).
- [14] G.S. Boebinger, H.W. Jiang, L.N. Pfeifer, K.W. West. Phys. Rev. Lett. **64**, 1793 (1990).