

# Детектирование инверсии знака $g$ -фактора двумерных электронов в узких квантовых ямах $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

В. В. Соловьев<sup>+\*1)</sup>, В. Диче<sup>\*2)</sup>, И. В. Кукушкин<sup>+\*</sup>

<sup>+</sup>Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черногловка, Россия

<sup>+</sup>Max-Planck-Institute für Festkörperforschung, 70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 31 октября 2014 г.

Методом поляризационно-разрешенной спектроскопии продемонстрировано обращение знака  $z$ -компоненты  $g$ -фактора двумерных электронов по мере уменьшения ширины квантовой ямы  $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$  в сильном перпендикулярном магнитном поле вблизи фактора заполнения  $\nu = 3$ . Благодаря обменному взаимодействию энергетическое расщепление между спектральными компонентами с разной циркулярной поляризацией при рекомбинации электронов с нижайшего уровня Ландау проявляет максимум либо минимум как функция величины магнитного поля в окрестности данного фактора заполнения. Конкретный тип экстремума определяется знаком  $z$ -компоненты электронного  $g$ -фактора. Описанный метод позволяет обнаружить обращение знака  $z$ -компоненты  $g$ -фактора при изменении ее величины не более  $\Delta g_e \approx 0.06$ . Установлено, что данное событие происходит при ширине ямы  $65 \pm 3 \text{ \AA}$ .

DOI: 10.7868/S0370274X1423012X

Величину расщепления уровней энергии носителей заряда в твердом теле, проявляющегося в магнитном поле (внешнем или внутреннем, например, ядерном) ввиду наличия у них спиновой степени свободы, принято описывать в терминах эффективного фактора Ланде, или  $g$ -фактора. Известно, что в результате спин-орбитального взаимодействия значение  $g$ -фактора электрона в полупроводнике может значительно отличаться от его величины  $g_0 = +2.0023$  для свободного электрона в вакууме [1] и достигать больших отрицательных значений порядка  $g_e \approx -50$  для узкозонного полупроводника  $\text{InSb}$  [2]. При этом также типично проявляются зависимость фактора Ланде от магнитного поля [3] и его анизотропия в полупроводниковых системах с нарушенной симметрией [3–5].

В пионерской работе [2] было проведено рассмотрение данного вопроса в теоретической модели, хорошо описывающей ряд объемных полупроводников IV группы и соединений III–V. Было получено аналитическое выражение для величины  $g$ -фактора электронов в зоне проводимости, в котором ведущими параметрами оказались ширина запрещенной зоны полупроводника и величина спин-орбитального расщепления между двумя его верхними валентными зонами. Таким образом, обрисовалась перспектива со-

здания объемных материалов с заданными значениями  $g$ -фактора электронов за счет, например, подбора композиции тройного сплава элементов III и V групп. Данная возможность наглядно продемонстрирована в работе [6] на примере соединений  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

С развитием технологий выращивания полупроводниковых гетероструктур, в частности квантовых ям (КЯ), появился еще один способ управления фактором Ланде электронов полупроводника, служащего материалом КЯ [7, 8]. Размерное квантование в тонком слое  $\text{GaAs}$  приводит к модификации валентной зоны (расщеплению ветвей легких и тяжелых дырок) и изменению эффективных масс носителей заряда. Однако самый главный для изменения величины  $g$ -фактора эффект проистекает от увеличения “эффективной ширины запрещенной зоны”, вызванного выталкиванием уровней размерного квантования электронов и дырок [9]. По мере уменьшения ширины КЯ наблюдается переход от объемного значения  $g$ -фактора в  $\text{GaAs}$  ( $g_e = -0.44$ ) через нуль (при ширине КЯ около  $70 \text{ \AA}$  [9]) к положительным величинам, отвечающим материалу барьера  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x > 0.2$ ) [8, 10]. Кроме того, появляется различие между его компонентой в направлении роста КЯ и компонентами, лежащими в ее плоскости [3].

Именно материалы с нулевым значением  $g$ -фактора электронов представляют особый интерес для сформулированных задач спинтроники [11], в которой манипуляции со спиновой степенью свободы

<sup>1)</sup>e-mail: vicsol@issp.ac.ru

<sup>2)</sup>W. Dietsche.

частиц призваны дополнить или даже заменить подходы классической электроники, оперирующей зарядом электрона. Однако экспериментальные исследования достаточно узких КЯ GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с близкой к нулю величиной фактора Ланде электронов, как правило, проводились с номинально нелегированными структурами методами оптической ориентации [5, 12] либо наблюдения связанных с прецессией спина в магнитном поле квантовых биений в керровском вращении [10], эмиссии [13] или поглощения [14] излучения. Транспортные методики, связанные с детектированием электронного парамагнитного резонанса [3, 4, 15] в проводящем канале двумерных электронов по разогреву электронной подсистемы и наиболее точно определяющие величину спинового расщепления электронов, перестают работать в области малых величин  $g$ -фактора ввиду неоднородности образца и требования все более низких температур эксперимента. По этой же причине оказывается неприменимым и подход, основанный на изучении неупругого (рамановского) рассеяния света на возбуждениях, связанных с переворотом спина [16]. Оптические эксперименты над заряженными КЯ по керровскому вращению немногочисленны [17]. При этом возникают вопросы об отношении получаемых с их помощью результатов для электронов, возбужденных светом над поверхностью Ферми, к заполненным состояниям “темновых” электронов. Таким образом, актуальная задача определения абсолютной величины и знака  $g$ -фактора электрона в GaAs легированной квантовой яме с  $g_e \approx 0$ , а также события переворота спина (т.е. детектирования электронного парамагнитного резонанса на “нулевой частоте”) оставалась, по сути, нерешенной.

Данная работа предлагает метод определения знака  $z$ -компоненты  $g$ -фактора (далее просто  $g$ -фактора) электронов в GaAs легированной КЯ, находящихся на нижайшем уровне Ландау в сильном перпендикулярном магнитном поле вблизи фактора заполнения  $\nu = 3$ . Оптическая спектроскопия фотолюминесценции и анализ циркулярно поляризованных спектров в магнитном поле около 6 Тл позволяют уверенно детектировать отличие в знаке электронного  $g$ -фактора для квантовых ям шириной 60 и 70 Å, что соответствует изменению величины фактора Ланде  $\Delta g_e \approx 0.06$ .

Хорошо известно, что при приложении магнитного поля вдоль направления роста легированной электронами GaAs квантовой ямы, спектр ее фотолюминесценции расщепляется на компоненты, отвечающие рекомбинации электронов с заполненных ор-

битальных уровней Ландау [18]. В достаточно сильных магнитных полях проявляется дальнейшее расщепление, связанное со спиновыми степенями свободы рекомбинирующих электрона и фотовозбужденной дырки. При этом анализ циркулярной поляризации в геометрии Фарадея показывает противоположные поляризации люминесценции с двух спиновых подуровней одного электронного уровня Ландау, а также определенное энергетическое расщепление  $\Delta\Sigma$  между соответствующими спектральными линиями. В одночастичной модели рекомбинации единичного электрона и единичной дырки, связанных в экситон, данное расщепление определяется спиновыми расщеплениями электронного и дырочного уровней (в пренебрежении обменным взаимодействием). На рис. 1 приведена схема нижайших по энергии оптических переходов в GaAs квантовой яме в магнитном поле в случае нелегированной КЯ (фактор заполнения электронов  $\nu < 2$ ), для  $g_e < 0$  и  $g_e > 0$  (здесь  $|g_h|$ ,  $\mu$  и  $B$  – дырочный  $g$ -фактор, магнетон Бора и величина магнитного поля соответственно). Видно, что в рамках данной модели величину электронного  $g$ -фактора в принципе можно было бы определить посредством измерения расщепления  $\Delta\Sigma$ . Однако на практике данный подход оказывается неприменимым ввиду наличия дырочного вклада (слагаемое  $3|g_h|$  в формулах на рис. 1). Величина последнего для широких квантовых ям в слабых магнитных полях составляет порядка 1. В общем же случае она заранее неизвестна [19]. Тем более затруднено детектирование малых изменений электронного  $g$ -фактора вблизи  $g_e \approx 0$ , когда происходит перестройка положения спиновых подуровней электрона.

Ранее нами было показано [20], что описанная выше модель оптических переходов неприменима к описанию экспериментальных данных по расщеплению в поляризационно-разрешенных спектрах фотолюминесценции из легированных GaAs КЯ при факторах заполнения  $\nu > 2$ . Причина этого состоит в наличии в коллективе двумерных электронов обменных взаимодействий. В результате наблюдаемые энергетические расщепления проявляют осциллирующий с магнитным полем характер и вблизи нечетных факторов заполнения имеют величину, существенно превосходящую суммарный вклад от “голых” электронных и дырочных спиновых расщеплений. Этот факт используется в данной работе для обнаружения смены знака электронного  $g$ -фактора вблизи  $g_e \approx 0$ .

Нами была исследована серия высококачественных образцов, содержащих одиночную легированную квантовую яму GaAs с номинальной

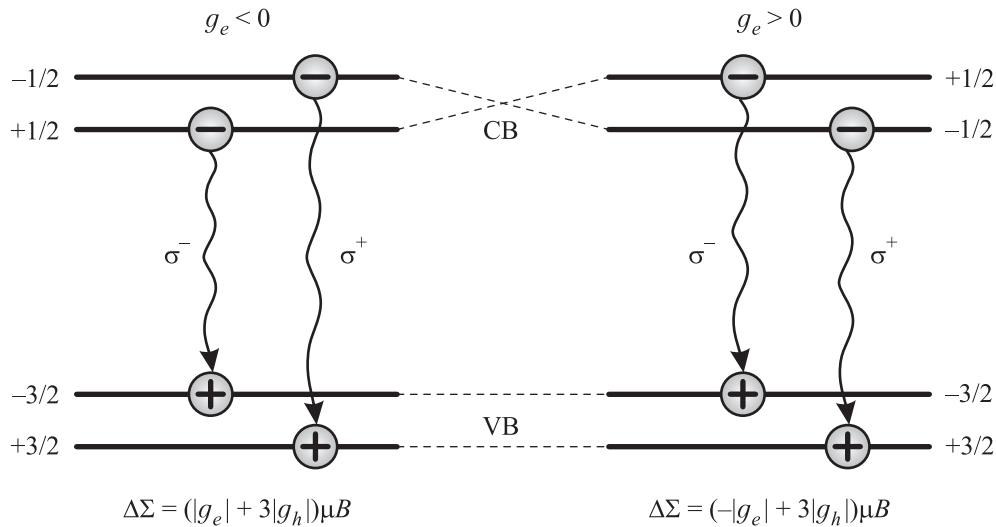


Рис. 1. Схема оптических переходов в магнитном поле при рекомбинации электронов с нижайшего уровня Ландау и валентных дырок в GaAs квантовой яме при разных знаках электронного  $g$ -фактора

шириной от 120 до 55 Å, заключенную в барьеры из  $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ . Гетероструктуры выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МВЕ). Основные характеристики исследованных образцов (темновая концентрация электронов, их транспортная подвижность, концентрация под светом, экстраполяция в  $B = 0$  результатов экспериментов ЭПР по определению  $z$ -компоненты  $g$ -фактора) приведены в таблице. Оптическое возбуждение и сбор сигнала фотолуминесценции осуществлялись с помощью двух световодов. Источником излучения служил перестраиваемый титан-сапфировый лазер. Длина волны лазера выбиралась такой, чтобы осуществлять внутриямное фотовозбуждение с энергией фотона немного выше (25–30 мэВ) ширины изучаемых оптических переходов. Это позволяет избежать изменения концентрации электронов в яме при изменении магнитного поля. Эксперименты проводились в магнитном поле до 14 Тл в геометрии Фарадея при температуре 2 К. Спектры фотолуминесценции детектировались одиночным монохроматором с дисперсией 4 Å/мм, оснащенный охлаждаемым жидким азотом ПЗС-детектором. Для записи спектров в двух циркулярных поляризациях использовалась комбинация из фазовой пластинки  $\lambda/4$  и линейного поляризатора, расположенных непосредственно над поверхностью образца. Смена детектируемой поляризации осуществлялась посредством изменения направления магнитного поля в соленоиде.

На рис. 2 приведены спектры фотолуминесценции двумерного электронного газа из всех образцов, снятые в нулевом магнитном поле. Несовпаде-

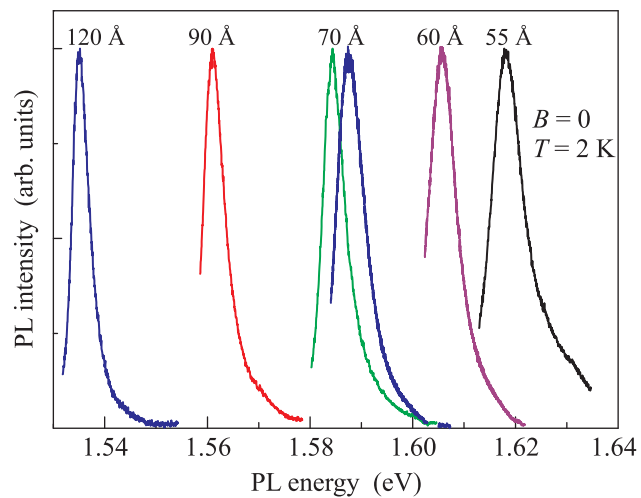


Рис. 2. Спектры фотолуминесценции из изученных образцов КЯ в нулевом магнитном поле

ние спектров для двух образцов с номинально одинаковыми КЯ в 70 Å объясняется фактическим различием в их ширинах, составившим один монослой (примерно 3 Å). Для образцов с квантовыми ямами 120 и 90 Å протяженность спектральной линии определяется фермиевской энергией электронной системы. Для более узких КЯ существенный вклад вносят ростовые флуктуации ширины.

На рис. 3 приведены (со смещением по оси ординат) магнитополевые зависимости энергетического расщепления между спектральными компонентами, отвечающими рекомбинации с двух спиновых подуровней нижнего электронного уровня Ландау. Они демонстрируют характерное немонотонное поведение

Основные характеристики исследованных образцов

Образец	QW номинал., Å	$n_{\text{dark}}, 10^{11} \text{ см}^{-2}$	$\mu, 10^3 \text{ см}^2/\text{В}$	$n_{\text{opt}}, 10^{11} \text{ см}^{-2}$	$g_{zz}$ (данные ESR)
82118	120	3.05	250	5.8	0.295
82119	90	2.7	65	5.9	0.182
82120	70	2.4	100	5.4	–
82121	55	1.8	25	5.1	–
C1083	70	1.9	90	4.4	–
C1084	60	1.7	90	4.2	–

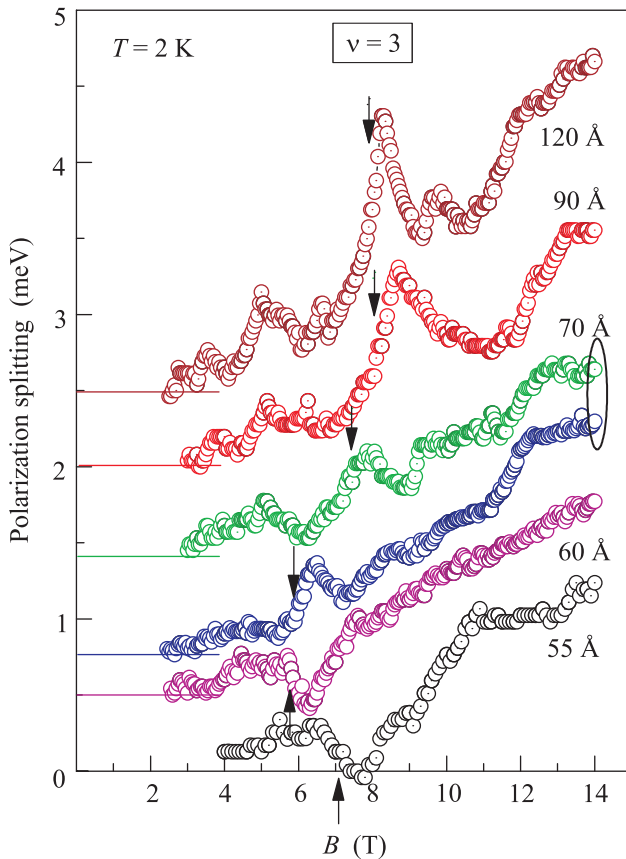


Рис. 3. Магнитополевые зависимости энергетического расщепления между спектральными компонентами в  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -поляризациях, отвечающих рекомбинации с разных спиновых подуровней нижайшего уровня Ландау электронов. Для удобства восприятия зависимости для разных образцов смещены по оси ординат. Положение нулей  $\Delta\Sigma$  указано горизонтальными линиями. Стрелками отмечены значения магнитного поля, при которых реализуется фактор заполнения  $\nu = 3$  для каждого образца

ние, однозначно связанное с фактором заполнения электронной системы (рис. 4), которое было полуколичественно объяснено в работе [20]. Особенностью исследованных здесь более узких КЯ является суще-

ственно меньшая величина электронной подвижности, вследствие чего выраженные осцилляции в расщеплении проявляются только в достаточно сильных магнитных полях (более 4 Тл). Как и в работе [20], для КЯ с ширинами 120, 90 и 70 Å наблюдается максимум в магнитополевой зависимости расщепления вблизи фактора заполнения  $\nu = 3$  (на рис. 3 его положение для каждого образца отмечено стрелками), когда величина спектрального расщепления существенно превышает суммарное расщепление электронного и дырочного спиновых подуровней.

Однако при переходе к квантовым ямам шириной 60 и 55 Å данная особенность изменяет характер: вместо локального максимума наблюдается минимум. Наиболее отчетливо это видно на вставке к рис. 4, где проведено сравнение двух несмещенных зависимостей спектрального расщепления для КЯ 70 и 60 Å. Изменение характера экстремума объясняется разными знаками электронного  $g$ -фактора в этих КЯ в магнитном поле около 6 Тл. Действительно, обменно-усиленный вклад в энергетическое расщепление  $\Delta\Sigma$  между спектральными компонентами с разной поляризацией (см. рис. 1) всегда имеет тот же знак, что и вклад от “голого” электронного  $g$ -фактора. Поэтому при изменении знака  $g$ -фактора и инверсии электронных спиновых подуровней происходит обращение эффекта от этого вклада<sup>3)</sup>.

Именно для ширины GaAs КЯ около 70 Å было теоретически предсказано нулевое значение электронного  $g$ -фактора [9]. Отметим, что описанные эксперименты были проведены в достаточно сильном магнитном поле, которое вносит небольшую корректировку в величину  $g$ -фактора по сравнению с нулевым магнитным полем. К сожалению, предложенный подход не может предоставить количественную оцен-

<sup>3)</sup>Предполагается, что знак  $g$ -фактора валентных дырок остается неизменным. Это предположение подтверждается теоретическим расчетом (см. [19]) для исследованных в настоящей работе ширин квантовых ям и магнитных полей более 4 Тл.

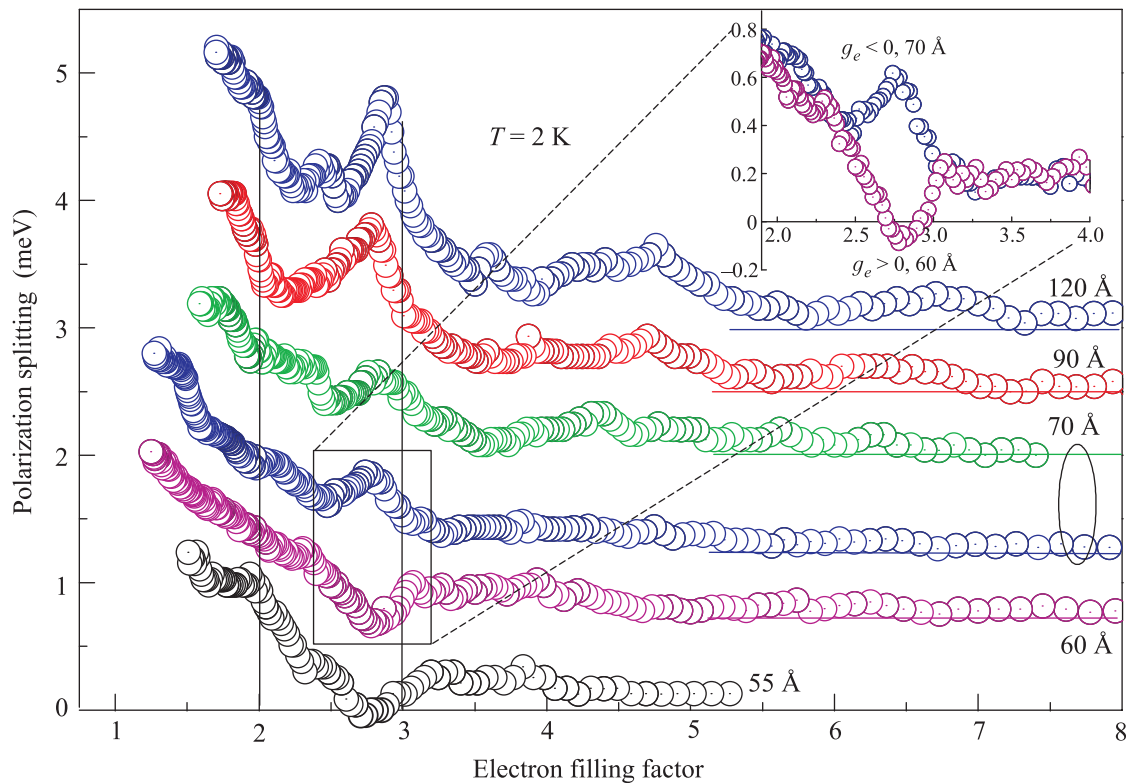


Рис. 4. Зависимость энергетического расщепления (см. рис. 3) от электронного фактора заполнения. Изменение характера экстремума вблизи фактора заполнения  $\nu = 3$ , более детально продемонстрированное на вставке (без смещения по оси ординат), отражает обращение знака электронного  $g$ -фактора при переходе ширины КЯ от 70 к 60 Å

ку фактора Ланде электронов, например по масштабу наблюдаемого спектрального расщепления (так, на рис. 3 оно практически одинаково для КЯ шириной 120 и 90 Å, несмотря на различие в модуле  $g$ -фактора более чем в 1.6 раз, см. таблицу). Однако сравнение с расчетами работы [9] позволяет сделать вывод о том, что данный метод дает возможность уверенно отличать знаки  $g$ -фактора при изменении его величины не более чем на  $\Delta g_e \approx 0.06$ .

Таким образом, обнаружено, что  $z$ -компонента  $g$ -фактора электронов в GaAs/Al<sub>0.33</sub>Ga<sub>0.67</sub>As КЯ меняет знак при ширине ямы  $65 \pm 3$  Å.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ.

1. B. Odom, D. Hanneke, B. D'Urso, and G. Gabrielse, Phys. Rev. Lett. **97**, 030801 (2006).
2. L. M. Roth, B. Lax, and S. Zwerdling, Phys. Rev. **114**, 90 (1959).
3. Yu. A. Nefyodov, A. V. Shchepetilnikov, I. V. Kukushkin, W. Dietsche, and S. Schmult, Phys. Rev. B **83**, 041307(R) (2011).

4. A. V. Shchepetilnikov, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, and W. Dietsche, J. Phys.: Conf. Ser. **456**, 012035 (2013).
5. В. К. Калевич, В. Л. Корнев, Письма в ЖЭТФ **56**, 257 (1992).
6. C. Weisbuch and C. Hermann, Phys. Rev. B **15**, 816 (1977).
7. T. P. Smith III and F. F. Fang, Phys. Rev. B **35**, 7729 (1987).
8. M. J. Snelling, G. P. Flinn, A. S. Plaut et al., Phys. Rev. B **44**, 11345 (1991).
9. Е. Л. Ивченко, А. А. Киселев, ФТП **26**(8), 1471 (1992).
10. I. A. Yugova, A. Greulich, D. R. Yakovlev et al., Phys. Rev. B **75**, 245302 (2007).
11. S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman et al., Science **294**, 1488 (2001).
12. M. J. Snelling, G. P. Flinn, A. S. Plaut, R. T. Harley, A. C. Tropper, R. Eccleston, and C. C. Phillips, Phys. Rev. B **44**, 11345 (1991).
13. A. P. Heberle, W. W. Ruhle, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **72**, 3887 (1994).
14. S. Bar-Ad and I. Bar-Joseph, Phys. Rev. Lett. **66**, 2491 (1991).

15. D. Stein, K. v. Klitzing, and G. Weimann, Phys. Rev. Lett. **51**, 130 (1983); M. Dohers, K. v. Klitzing, and G. Weimann, Phys. Rev. B **38**, 5453 (1988).
16. Л. В. Кулик, В. Е. Кирпичев, УФН **176**, 365 (2006); L. V. Kulik, S. Dickmann, I. K. Drozdov, A. S. Zhuravlev, V. E. Kirpichev, I. V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche, Phys. Rev. B **79**, 121310 (2009).
17. А. В. Ларионов, А. С. Журавлев, Письма в ЖЭТФ **97**(3), 156 (2013).
18. I. V. Kukushkin and V. B. Timofeev, Adv. Phys. **45**, 147 (1996).
19. *Spin-orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*, ed. by R. Winkler, Springer Tracts in Modern Physics, Springer, Berlin (2003), v. 191.
20. В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин, Ш. Шмульт, Письма в ЖЭТФ **92**(9), 665 (2010).