

Спиновые эффекты в индуцированном параллельным магнитным полем магнитосопротивлении двойной квантовой ямы $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$

© М.В. Якунин[¶], Г.А. Альшанский, Ю.Г. Арапов, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушинина, Б.Н. Звонков*, Е.А. Ускова*, 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, Нидерланды

(Получена 1 июня 2004 г. Принята к печати 16 июня 2004 г.)

В магнитном поле, ориентированном параллельно слоям двойных квантовых ям, изготовленных в гетеросистеме $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x \approx 0.18$), обнаружены и исследованы особенности магнитосопротивления, обусловленные прохождением краев туннельной щели через уровень Ферми. Показано, что для достижения согласия расчетных положений этих особенностей с экспериментальными нужно учитывать спиновые расщепления в энергетическом спектре. Ранее подобные особенности магнитосопротивления наблюдались только в гетеросистеме $n\text{-GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с двойными квантовыми ямами, но спиновые эффекты в ней не проявлялись.

Система взаимосвязанных двумерных (2D) проводящих слоев, или двойная квантовая яма (ДКЯ), — объект, интересный как для приложений (см., например [1]), так и с точки зрения фундаментальной физики [2]. Последнее связано с возможностью существования коллективных межслойных коррелированных состояний, приводящих к формированию новых электронных фаз или расширению областей существования фаз, известных в изолированном 2D слое [2,3]. Также в свете наблюдаемого в последнее время повышенного интереса к изучению спинового транспорта (спинтроники), представляются актуальными исследования влияния спина на процессы в ДКЯ, и некоторые эксперименты указывают на существование здесь нетрадиционных эффектов (например, [4]). Следует отметить, что подавляющее большинство исследований ДКЯ в мире выполняется в гетеросистеме $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, поскольку здесь достигается наилучшее качество слоев благодаря минимальному рассогласованию решеток. Мы исследовали магнитосопротивление и эффект Холла в ДКЯ, реализованной в гетеросистеме $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, в магнитных полях, ориентированных перпендикулярно (B_{\perp}) и параллельно (B_{\parallel}) слоям. По сравнению с системой $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, где в GaAs очень мало спиновое расщепление зоны проводимости, в системе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ спиновые эффекты могут быть выражены значительно ярче, так как g -фактор электронов в InAs — одной из компонент формирующего потенциальную яму твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — примерно в 35 раз больше, чем в GaAs .

Исследованные структуры состоят из двух потенциальных ям $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$ шириной 5 нм, разделенных тонким барьером GaAs , и прилегающих боковых барьеров GaAs , каждый из которых содержит δ -слой Si,

отделенный от ближайшего слоя $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$ нелегированным спейсером шириной 19 нм. В работе представлены результаты для двух образцов 2981 и 2984, параметры которых приведены в таблице, где n_s — суммарная плотность электронного газа в двух слоях, μ — подвижность при низких температурах, Δ_{SAS} — туннельная щель между энергиями симметричного и антисимметричного состояний, E_F — уровень Ферми. Последние две величины, а также профили потенциала структур рассчитаны из самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона в нулевом поле.

Образец	Ширина барьера, нм	n_s , 10^{15} м^{-2}	μ , $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	Δ_{SAS} , мэВ	E_F , мэВ
2981	7	2.05	2.6	7.4	8
2984	3.5	2.34	1.6	23.1	9.5

В перпендикулярном плоскости структуры магнитном поле наблюдается богатая картина квантового эффекта Холла (рис. 1), соответствующая сложной картине уровней квантованного магнитным полем энергетического спектра ДКЯ. Измерения же в параллельном плоскости структуры поле интересны тем, что позволяют наблюдать и анализировать особенности энергетического спектра, не замаскированные квантованием.

В слоях конечной толщины влияние параллельного плоскости структуры магнитного поля B_{\parallel} сводится к:

1) диамагнитному сдвигу уровней размерного квантования E_i , так что расстояния между ними увеличиваются;

2) сдвигу вдоль направления k_y поверхностей постоянной энергии $E_i(k_{\parallel})$, $k_{\parallel} = (k_x, k_y)$ [5].

Последнее существенно именно в ДКЯ, так как поверхности дисперсии энергии двух слоев $E_i^{1,2}(k_{\parallel})$ сдвигаются относительно друг друга (рис. 2) на

[¶] E-mail: yakunin@imp.uran.ru

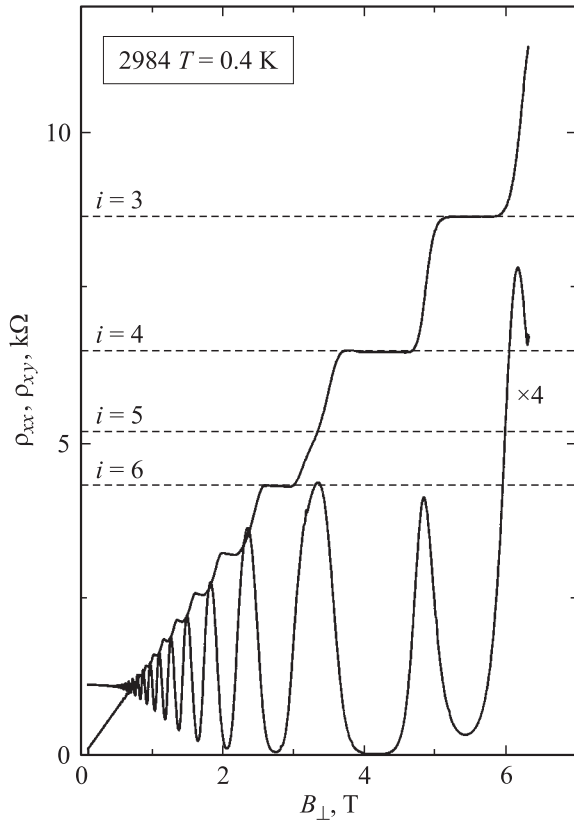


Рис. 1. Квантовый эффект Холла и магнитосопротивление в образце 2984.

$\Delta k_{yi} = eB_{\parallel} d_i / \hbar$, d_i — эффективное расстояние между центрами масс в слоях для i -подзоны [6]. В дальнейшем будем рассматривать процессы, связанные с эволюцией только основной подзоны, и индекс i опустим. При наличии туннелирования между слоями уровень отдельной ямы в ДКЯ расщепляется на два уровня с симметричной (S) и антисимметричной (AS) волновыми функциями, разделенных туннельной щелью Δ_{SAS} . При относительном латеральном в k -пространстве смещении параболоидов $E^{1,2}(k_{\parallel})$ в параллельном магнитном поле щель Δ_{SAS} привязана к линии их пересечения (рис. 2). В результате формируется сложная поверхность постоянной энергии ДКЯ $E(k_{\parallel})$, состоящая из внутренней поверхности с минимумом E_m при $k = 0$, соответствующим верхнему краю щели Δ_{SAS} , и внешней поверхности, которая при $k = 0$ имеет седловую точку E_s , соответствующую нижнему краю щели. С ростом магнитного поля по мере удаления параболоидов друг от друга по направлению k_y щель смещается вверх.

Как видно из таблицы, в образце 2981 изначально, в нулевом поле, уровень Ферми E_F расположен выше щели Δ_{SAS} . Поэтому в некотором поле B_m минимум E_m пересечет уровень Ферми (рис. 2), а затем, в поле $B_s > B_m$, его пересечет седловая точка. В результате при $B_{\parallel} > B_m$ суммарная плотность состояний на уровне Ферми скачком уменьшится и выключатся межподзональные переходы, что должно привести к ступенчатому уменьшению или минимуму магнитосопротивления

(МС) $\rho(B_{\parallel})$ при $B_{\parallel} \approx B_m$. С седловой точкой E_s связана сингулярность Ван Хофа в плотности состояний, которая должна привести к максимуму МС в поле $B_{\parallel} \approx B_m$. И действительно, для данного образца мы наблюдали минимум и максимум МС $\rho(B_{\parallel})$ (см. рис. 3). С другой стороны, в образце 2984 с вдвое более тонким барьером и потому с существенно большей щелью Δ_{SAS} уровень Ферми уже в нулевом поле расположен в щели ниже минимума E_m . Поэтому здесь нет причины для формирования минимума МС при значении $B_{\parallel} \approx B_m$, а может существовать только максимум МС при $B_{\parallel} \approx B_s$, который и наблюдался нами в импульсном магнитном поле вблизи $B_s \approx 30$ Тл (рис. 3). Такого рода особенности $\rho(B_{\parallel})$ наблюдались и раньше, но только в ДКЯ, реализованных в структурах GaAs/Al_xGa_{1-x}As [7].

Энергетическая дисперсия ДКЯ в параллельном поле рассчитывалась в рамках двухуровневой задачи:

$$E_{1,2} = \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m} + \frac{H_{ss} + H_{aa}}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(H_{ss} - H_{aa})^2 + 4H_{sa}^2}, \quad (1)$$

где

$$H_{ss} = E_s + \frac{m}{2} \omega^2 \langle s | z^2 | s \rangle,$$

$$H_{aa} = E_a + \frac{m}{2} \omega^2 \langle a | z^2 | a \rangle,$$

$$H_{sa} = -\hbar \omega k_y \langle s | z | a \rangle,$$

$\omega = eB_{\parallel}/m$, m — эффективная масса электрона, $|s\rangle$ и $|a\rangle$ — симметричная и антисимметричная волновые

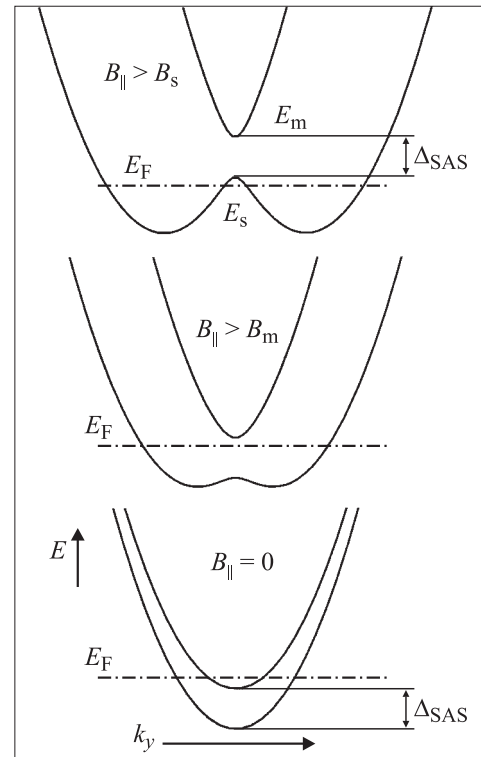


Рис. 2. Эволюция энергетической структуры ДКЯ в параллельном магнитном поле B_{\parallel} .

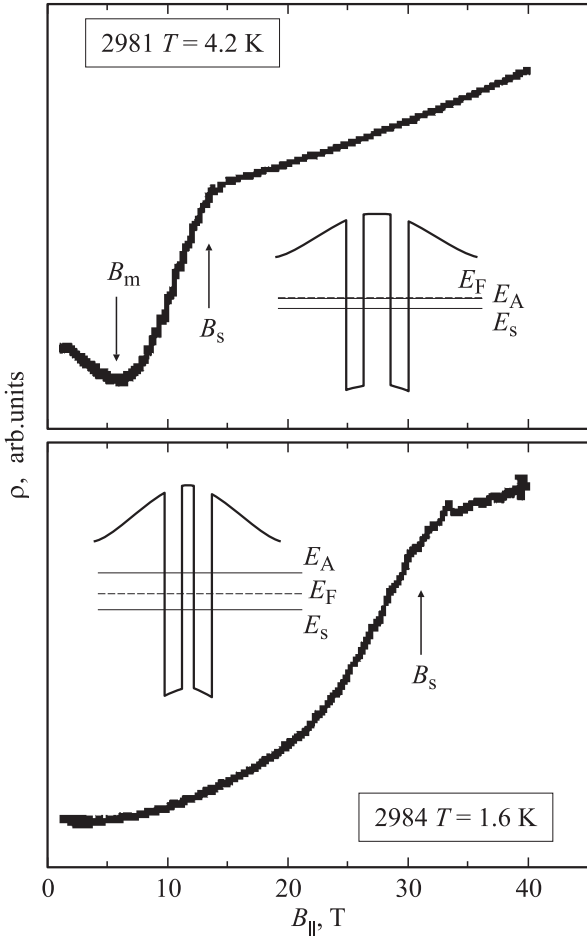


Рис. 3. Зависимость сопротивления от параллельного структуре магнитного поля $\rho(B_{\parallel})$. На вставках — рассчитанные профили потенциала и уровни энергии.

функции ДКЯ, E_s и E_a — нижний и верхний края щели в нулевом магнитном поле.

Простейшее приближение использовалось в работе [6], где полагалось $\langle s|z^2|s\rangle = \langle a|z^2|a\rangle = 0$. В этом случае щель

$$H_{aa} - H_{ss} = E_a - E_s = \Delta_{SAS}$$

не изменяется с магнитным полем. Это приближение является достаточно точным для оценки величины поля B_s для образца 2981 с широким барьером, но оно слишком грубое для случая большой щели в образце 2984 с тонким барьером (рис. 4). Расчеты без использования этого приближения показывают, что на самом деле щель растет с полем, достигая в поле 30 Тл величины, почти вдвое большей той, что была в отсутствие поля (рис. 5, a, d).

Сопоставление рассчитанных положений особенностей МС с экспериментальными (рис. 4, $g = 0$) показывает, что для образца 2981 имеется неплохое согласие для положения максимума B_s , но положение минимума B_m в расчетах занижено. Результаты расчетов на рис. 4 получены для бесконечно узких уровней.

Как показывают наши расчеты суммарной плотности состояний на уровне Ферми $DOS(E_F)$ в зависимости от магнитного поля B_{\parallel} , уширение уровней dE приводит к заметному смещению минимума B_m в большие значения B_{\parallel} (рис. 6, a), и результаты расчетов совпадают с экспериментальными. Данное смещение связано с тем, что в нулевом поле уровень Ферми расположен в верхней подзоне очень близко к краю подзоны, на грани выхода из нее, и с ростом поля в области слабых полей он движется почти параллельно нижнему спиновому подуровню. Более надежные выводы следуют из анализа величины поля B_s , не меняющейся с уширением уровней.

Для образца 2984 расчет положения максимума $\rho(B_{\parallel})$ по приближенной схеме дает сильно заниженное значение поля B_s (рис. 4, точка схождения штриховых линий при $g = 0$). Разногласие можно заметно уменьшить при более точных расчетах (точка схождения сплошных линий на рис. 4 для образца 2984 при $g = 0$), но не устранить. Устранить удастся, если принять во внимание спиновое расщепление состояний. В этом случае нужно добавить в (1) слагаемые $\pm g\mu_B B_{\parallel}/2$, где μ_B — магнетон Бора (рис. 4). Тогда расчетная величина B_s для седловой точки нижней отщепившейся по спину подзоны согласуется с экспериментом при величине g -фактора $|g| > 3$. Интерполяция между InAs и GaAs

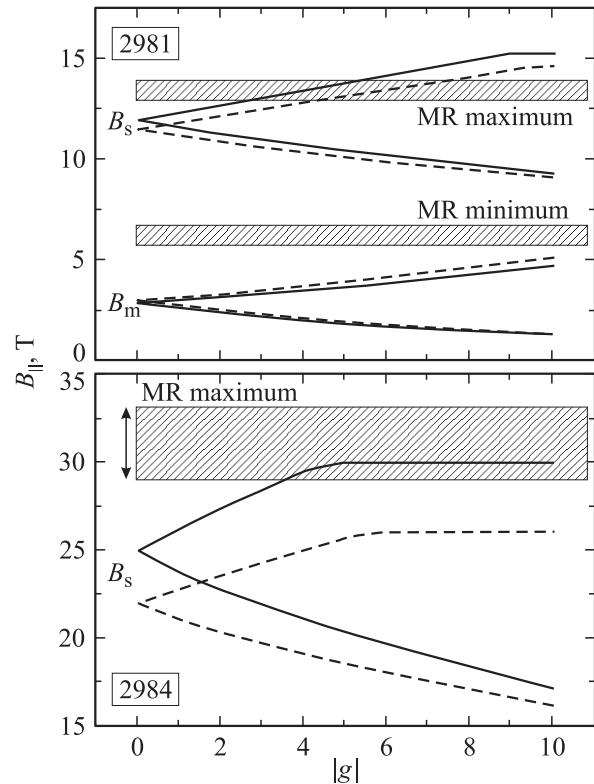


Рис. 4. Сопоставление измеренных величин B_{\parallel} , соответствующих максимуму и минимуму магнитосопротивления (заштрихованные области), с результатами расчетов этих величин в зависимости от g -фактора. Штриховые линии — для упрощенных расчетов в предположении $\langle s|z^2|s\rangle = \langle a|z^2|a\rangle = 0$ [6], а сплошные — для более точных.

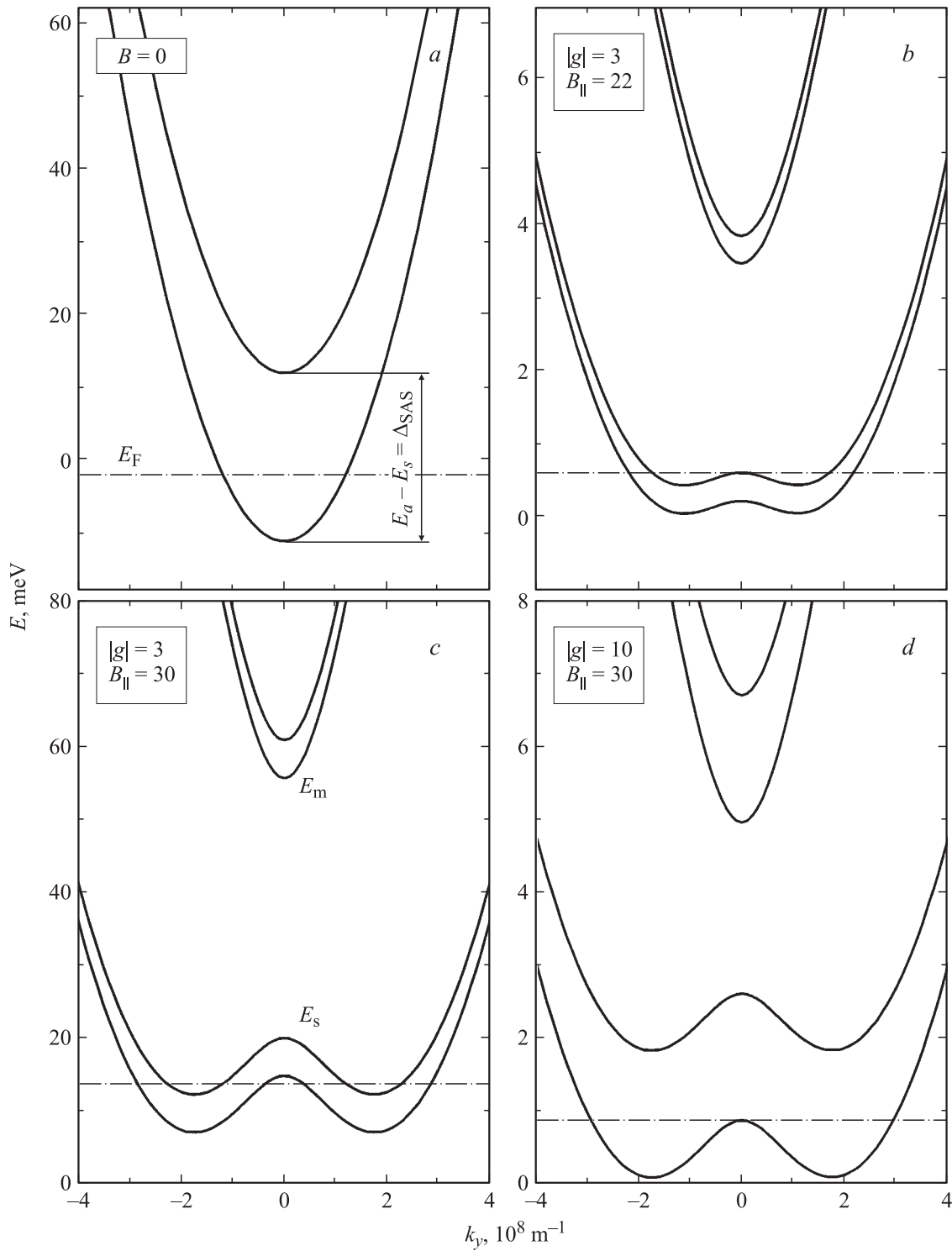


Рис. 5. Рассчитанная энергетическая дисперсия зоны проводимости вдоль k_y для образца 2984 при разных значениях поля B_{\parallel} в Тл и g -фактора, указанных на рисунке.

($g = -15$ и $g = -0.44$ соответственно) дает величину $g \approx -3$ для $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$. Спиновое расщепление в наших образцах четко видно в перпендикулярных полях (рис. 1), где оно проявляется уже в поле $B_{\perp} \approx 5$ Тл в существовании особенности квантового эффекта Холла для нечетного целого $i = 3$ при холловском сопротивле-

нии $\rho_{xy} = h/e^2i$. Также видно зарождающееся состояние для $i = 5$ в поле ~ 3 Тл.

Сопоставление рис. 5, *b* и 5, *c* дает возможное объяснение, почему мы не видим в зависимости $\rho(B_{\parallel})$ особенности, связанной с седловой точкой верхней из отщепившихся спиновых подзон (применительно к об-

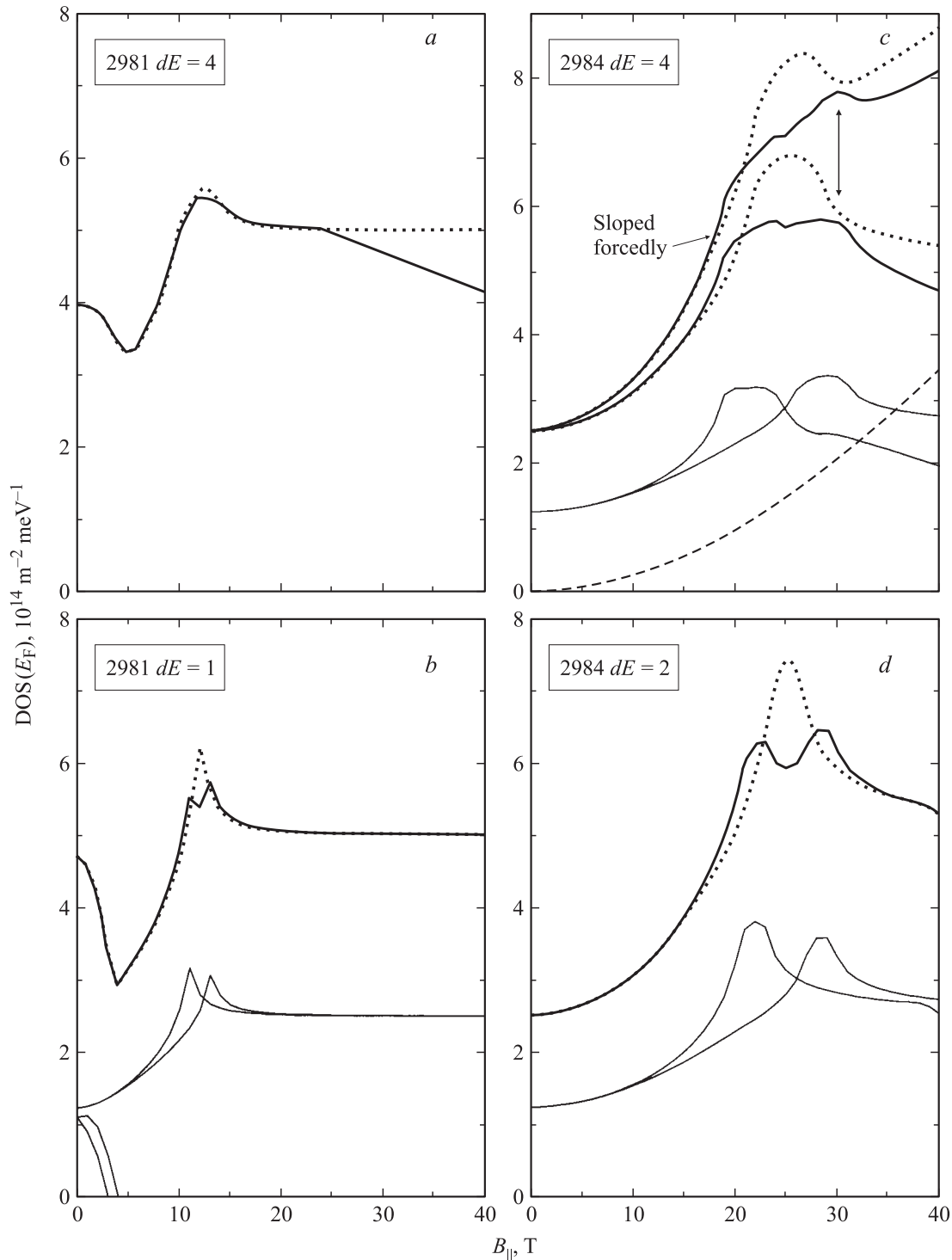


Рис. 6. Рассчитанная плотность состояний на уровне Ферми $DOS(E_F)$ для образцов 2981 (*a, b*) и 2984 (*c, d*): $g = 3$ (сплошные линии) и $g = 0$ (пунктирные); уширение уровней dE , мэВ: *a, c* — 4, *b* — 1, *d* — 2. Сплошные тонкие линии — расчет для отдельных подзон, жирные — суммарные. На рис. *c* добавлена возрастающая функция (штриховая), чтобы отобразить рост с полем фоновой составляющей МС; суммарная плотность состояний с учетом этого искусственного роста отображается двумя верхними кривыми на этом рисунке.

разцу 2984). В поле $B_{\parallel} = 22$ Тл седловая точка еще не оформилась, и связанное с ней изменение плотности состояний размыто на фоне особенностей плотности состояний, связанных с расположенными близко по

энергии боковыми минимумами этой подзоны. Тогда как при 30 Тл седловые точки уже разрешились, т.е. далеко отстают по энергии от минимумов своих подзон. Более того, как видно из рис. 5, *c*, при $|g| = 3$ седловая точка

нижней подзоны почти совпадает с минимумами верхней подзоны, что может привести к усилению результирующего пика плотности состояний на уровне Ферми в поле ~ 30 Тл.

Эти рассуждения в определенной мере подтверждаются расчетами плотности состояний на уровне Ферми $DOS(E_F)$ в зависимости от магнитного поля. Из рис. 6, *c* видно, что при некотором уширении уровней особенности плотности состояний верхней спиновой подзоны размыты, но остается различимой особенность, связанная с седловой точкой нижней подзоны (отмечена вертикальной стрелкой). Впрочем, расчеты только плотности состояний не позволяют полностью описать зависимость сопротивления от магнитного поля. Особенности, связанные с верхним спиновым подуровнем, все же присутствуют в расчетах в виде широкого плеча на зависимости $\rho(B_{\parallel})$ в полях меньше 30 Тл, чего нет в эксперименте. Также рассчитанная суммарная $DOS(E_F)$ в сильных полях уменьшается с ростом поля (рис. 6, *a, c*) из-за перехода уровня Ферми в нижнюю спиновую подзону, а в экспериментальных данных МС, наоборот, растет для обоих образцов.

Сильное положительное МС в параллельном поле наблюдалось в одиночных слоях в ряде работ (например, [8,9]), где в качестве возможного ответственного механизма предложены эффекты спиновой поляризации электронного газа. В наших экспериментах при опустошении верхней спиновой подзоны в поле $B_{\parallel} > B_s$ мы по сути также имеем спиновую поляризацию. Отметим, однако, что в упомянутых работах наблюдался металлический ход сопротивления и предполагалось, что спиновая поляризация приводит и к подавлению механизмов, ответственных за этот металлический ход. В наших же образцах сопротивление монотонно растет с понижением температуры во всем исследованном интервале до $T \approx 0.3$ К. С другой стороны, в работе [9] положительное МС наблюдалось и при малых концентрациях в области диэлектрического состояния. Так что причины роста сопротивления с увеличением B_{\parallel} пока не ясны.

Сравнение рис. 5, *c* и 5, *d* позволяет понять, почему зависимости $B_s(|g|)$ (рис. 4) насыщаются: после полного опустошения верхней спиновой подзоны уровень Ферми оказывается жестко зафиксирован в пределах нижней подзоны.

Оценки уширения уровней из величин подвижности дают $dE \approx 1$ мэВ. Несколько большие величины dE , которые понадобились в расчетах для согласования с экспериментом, можно оправдать тем, что уширение уровней определяется квантовым временем жизни электронов (зависящим от всех процессов рассеяния), которое может быть в несколько раз меньше определяемого из подвижности транспортного времени жизни. На рис. 6, *b, d* показано, какую структуру МС можно было бы ожидать при меньшем размытии уровней.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проекты № 02-02-16401 и № 04-02-614, и программы РАН „Физика твердотельных наноструктур“.

Список литературы

- [1] V.V. Popov, T.V. Teperik, G.M. Tsymbalov, X.G. Peralta, S.J. Allen, N.J.M. Horing, C. Wanke. *Semicond. Sci. Technol.*, **19**, S71 (2004).
- [2] J.P. Eisenstein. *Perspectives in Quantum Hall Effects*, ed. by S. Das Sarma, Aron Pinczuk (Whilley, N.Y. 1997) Chap. 2; *ibid.*, S. Girvin, A.H. MacDonald. Chap. 5.
- [3] J.P. Eisenstein, M. Kellogg, I.B. Spielman, L.N. Pfeiffer, K.W. West. *Physica E*, **20** 111 (2003).
- [4] L. Kłopotovski, M. Nawrocki, J.-D. Ganiere, B. Deveaud, E. Janik. *Semicond. Sci. Technol.*, **19**, S380 (2004).
- [5] T. Ando. *J. Phys. Soc. Japan*, **39**, 411 (1975).
- [6] G.S. Boebinger, A. Passner, L.N. Pfeifer, K.W. West. *Phys. Rev. B*, **43**, 12 673 (1991).
- [7] J.A. Simmons, S.K. Lyo, N.E. Harff, J.F. Klem. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 2256 (1994); M.A. Blount, J.A. Simmons, S.K. Lyo. *Phys. Rev. B*, **57**, 14 882 (1998); T. Jungwirth, T.S. Lay, L. Smrcka, M. Shayegan. *Phys. Rev. B*, **56**, 1029 (1997).
- [8] D. Simonian, S.V. Kravchenko, M.P. Sarachik, V.M. Pudalov. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 2304 (1997); V.M. Pudalov, G. Brunthaler, A. Prinz, G. Bauer. *Письма ЖЭТФ*, **65**, 887 (1997).
- [9] J. Yoon, C.C. Li, D. Shahar, D.C. Tsui, M. Shayegan. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 4421 (2000).

Редактор Т.А. Полянская

Spin effects in the magnetoresistance of n -In_xGa_{1-x}As / GaAs double quantum well, induced by the parallel magnetic field

M.V. Yakunin, G.A. Alshanskii, Yu.G. Arapov, V.N. Neverov, G.I. Harus, N.G. Shelushinina, B.N. Zvonkov*, E.A. Uskova*, A. de Visser†, L. Ponomarenko†

Institute of Metal Physics,
Ural Branch of Russian Academy of Sciences,
620219 Ekaterinburg, Russia

* Physicotechnical Institute,
N.I. Lobachevsky Nizhnii Novgorod State University,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

† Van der Waals–Zeeman Institute,
University of Amsterdam, The Netherlands

Abstract For double quantum wells (DQW) created in the n -In_xGa_{1-x}As / GaAs ($x \approx 0.18$) heterosystem, peculiarities in the parallel magnetic field induced magnetoresistance caused by passing of the tunnel gap edges through the Fermi level are revealed and investigated. Shown is that spin splitting of the electron energy should be considered in calculations of magnetic field positions of these peculiarities. Only in DQW made of n -GaAs / Al_xGa_{1-x}As heterosystem this kind of peculiarities have been observed so far, where the spin effects could be ignored, in contrast to our observations for In_xGa_{1-x}As / GaAs DQW.