

## Квантовый магнитотранспорт в двойной квантовой яме $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ в наклонных магнитных полях

М.В. Якунин<sup>1</sup>, Ю.Г. Арапов<sup>1</sup>, В.Н. Неверов<sup>1</sup>, С.М. Подгорных<sup>1</sup>,  
Г.И. Харус<sup>1</sup>, Н.Г. Шелушина<sup>1</sup>, Б.Н. Звонков<sup>2</sup>, Е.А. Ускова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620041, Россия  
E-mail: yakunin@imp.uran.ru

<sup>2</sup>Научно-исследовательский физико-технический институт при ННГУ  
г. Нижний Новгород, 603600, Россия

Статья поступила в редакцию 31 июля 2006 г.

Прецизионное сканирование плоскости  $(B_{\perp}, B_{\parallel})$  между проекциями магнитного поля перпендикулярно и параллельно слоям двойной квантовой ямы (ДКЯ)  $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  ( $x \approx 0,2$ ) при измерениях ее продольного магнитосопротивления (МС) позволяет выявить ряд особенностей, обусловленных сложным энергетическим спектром ДКЯ, на фоне структур, связанных с магнитным пробоем. Траектории, описывающие особенности МС на плоскости  $(B_{\perp}, B_{\parallel})$ , удается полуколичественно описать на основе квазиклассических расчетов квантования энергетического спектра ДКЯ под действием перпендикулярной компоненты поля. Пики, обусловленные магнитным пробоем, усиливаются с ростом полной величины магнитного поля. Наблюдаются их спиновые расщепления, отвечающие эффективной величине фактора Ланде  $|g^*| \approx 3$ .

Прецизійне сканування площини  $(B_{\perp}, B_{\parallel})$  між проекціями магнітного поля перпендикулярно й паралельно шарам подвійної квантової ями (ПКЯ)  $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  ( $x \approx 0,2$ ) при вимірах її поздовжнього магнітоопору (МО) дозволяє виявити ряд особливостей, обумовлених складним енергетичним спектром ПКЯ, на фоні структур, пов'язаних з магнітним пробоем. Траєкторії, що описують особливості МО на площині  $(B_{\perp}, B_{\parallel})$ , вдається напівкількісно описати на основі квазикласичних розрахунків квантування енергетичного спектра ПКЯ під впливом перпендикулярної компоненти поля. Піки, що обумовлені магнітним пробоем, підсилюються з ростом повної величини магнітного поля. Виявлено їхні спінові розщеплення, що відповідають ефективній величині фактора Ланде  $|g^*| \approx 3$ .

PACS: 73.50.Jt Гальваномагнитные и другие магнитотранспортные эффекты;  
73.20.-r Электронные состояния на поверхностях и границах раздела.

Ключевые слова: двойная квантовая яма, квантовый эффект Холла, наклонные магнитные поля,  $g$ -фактор.

### Введение

Наличие дополнительных степеней свободы в системе двух взаимосвязанных двумерных слоев (двойная квантовая яма, ДКЯ), обусловленных возможностью электрона располагаться в одном из этих слоев [1], в сочетании с возможностью находиться на одном из спиновых подуровней при достаточно сильном спиновом расщеплении уровней энергии, значительно разнообразит физику кванто-

вых магнитотранспортных явлений, приводя к формированию новых коллективизированных состояний электронной системы (см., например, [2]). Гетеросистема  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ , хотя обычно имеет качество хуже, чем традиционно исследуемая  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , интересна для физики ДКЯ именно наличием существенно больших спиновых расщеплений [3].

Одним из эффективных инструментов при изучении специфических свойств конкретной квазидву-

мерной системы является исследование влияния компоненты магнитного поля  $B_{\parallel}$ , направленной параллельно слоям. Только в идеальном двумерном слое такой зависимости не должно быть вообще (при том, однако, условии, что игнорируется спин). Следовательно, наличие зависимости от  $B_{\parallel}$  есть мера квазидвумерности, а также спиновых расщеплений.

### Эксперимент

Исследовано магнитосопротивление (МС)  $\rho_{xx}$  ДКЯ  $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  ( $x \approx 0,2$ ) в наклонных магнитных полях  $\mathbf{B}(B_{\perp}, B_{\parallel})$  при детальном сканировании плоскости  $(B_{\perp}, B_{\parallel})$ . Квантовые ямы  $\text{InGaAs}$  имеют ширину 5 нм, барьер  $\text{GaAs}$  — 10 нм, структура  $\delta$ -легирована симметрично в прилегающих к КДЯ барьерах на расстоянии 19 нм от гетерограниц, изначальная полная концентрация электронов  $2,3 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ . ИК подсветка позволяет увеличить концентрацию примерно в 1,5 раза, повышенная концентрация сохраняется (в пределах 0,5%) за все время эксперимента — около 4 суток. Измерения выполнены при температуре 1,8 К с использованием прецизионного электронно-управляемого программируемого вращателя, позволяющего изменять угол с шагом  $0,1^\circ$ . Результаты измерений до и после подсветки представлены на рис. 1 в виде набора зависимостей  $\rho_{xx}(B_{\perp})$  при фиксированных значениях  $B_{\parallel} = 0, 1 \dots 8 \text{ Тл}$ , а также в виде стереоскопической картины зависимости от двух переменных  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$  — на рис. 2 (после подсветки) и в виде карты на плоскости  $(B_{\perp}, B_{\parallel})$ , где величины  $\rho_{xx}$  отображены в виде градаций серого цвета — на рис. 3 и 4,а. Экспериментально измерялись зависимости  $\rho_{xx}(\varphi)[B]$ ,  $\varphi$  — угол между направлением магнитного поля и нормалью к слоям, при фиксированных значениях полного поля  $B$ . Далее по набору полученных кривых путем интерполяций строилась сплошная поверхность  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$ , представленная на рис. 2–4. Из этой поверхности можно извлечь сечения зависимостей  $\rho_{xx}$  от одной из компонент  $B_{\perp}$  или  $B_{\parallel}$  при фиксированных значениях другой, что и отображено на рис. 1.

### Экспериментальные проявления особенностей энергетического спектра ДКЯ и их анализ

Энергетическая дисперсия  $E(k_x, k_y)$  ( $x$  и  $y$  — направления в плоскости слоев) ДКЯ при наличии компоненты магнитного поля  $B_{\parallel}$  представляет собой сложную конфигурацию, состоящую из внутренней поверхности с сечением на уровне постоянной энергии в виде линзы (общепринятое обозначение — *Lens*) и наружной с сечениями в виде земляного ореха (*Peanut*) или двух окружностей [4,5]. Под

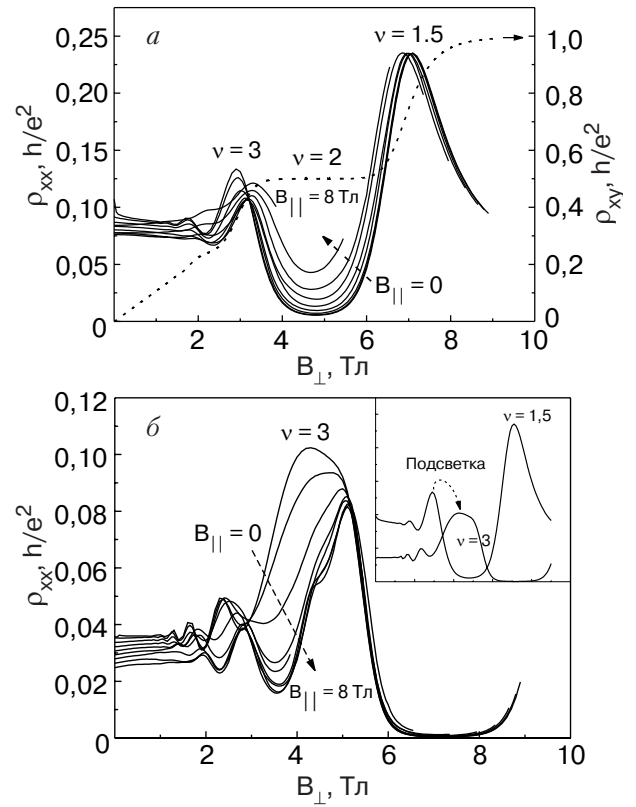


Рис. 1. Зависимости  $\rho_{xx}(B_{\perp})$  при фиксированных значениях компоненты параллельного поля  $B_{\parallel} = 0, 1, \dots, 8 \text{ Тл}$ . До подсветки: наложена кривая КЭХ  $\rho_{xy}(B_{\perp})$  [ $B_{\parallel} = 0$ ] (а). Аналогично после подсветки. На вставке — сравнение кривых до и после подсветки при  $B_{\parallel} = 0$  (б).

действием компоненты  $B_{\perp}$  электрон стремится циклически двигаться по каждой из указанных траекторий, при этом, когда он двигается по траектории типа *Peanut*, электрон вынужден периодически туннелировать между слоями. В последнем случае, однако, характер движения возможен иной: электрон может совершать перескоки между траекториями типа *Peanut* и *Lens* (или через узкий участок траектории *Peanut* в случае, когда уровень Ферми попадает в щель), туннелируя сквозь потенциальный барьер порядка величины туннельной щели ДКЯ. Тогда он фактически будет двигаться по круговой траектории, оставаясь в пределах одного слоя — эффект магнитного пробоя [4,5]. Таким образом, магнитный пробой — это тот эффект, который стремится превратить ДКЯ в набор двух отдельных слоев. Реально в образце идут оба процесса — движение по точным орбитам и движение по круговым орбитам в результате магнитного пробоя — с определенным соотношением их вероятностей. Вероятность магнитного пробоя возрастает с уменьшением туннельной щели, с увеличением магнитного поля и с ростом беспорядка. В последних двух случаях это связано с размытием траекторий в  $k$ -пространстве в

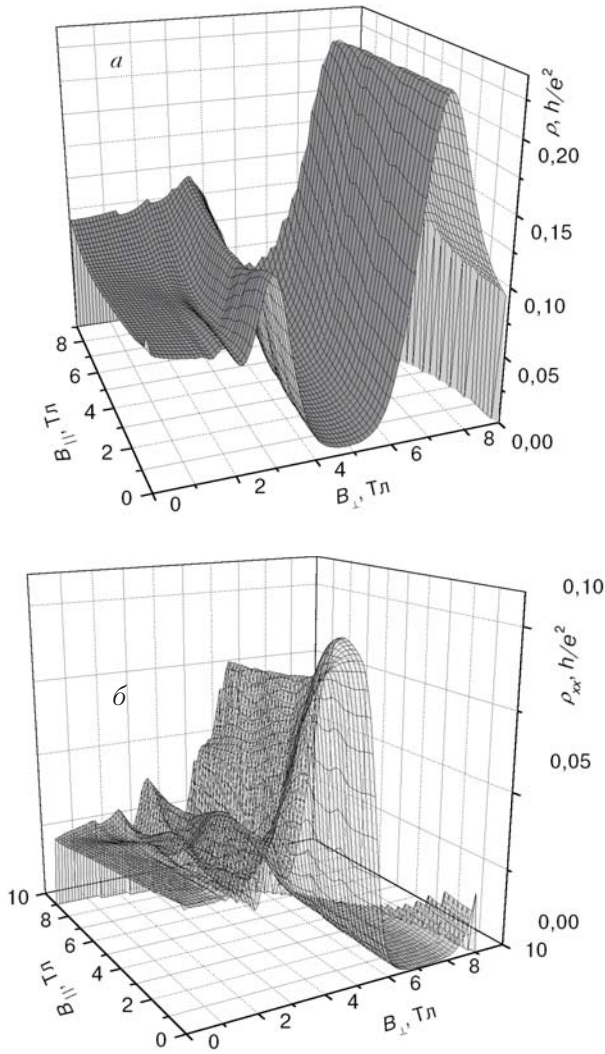


Рис. 2. Объемная картина зависимости магнитосопротивления от двух компонент поля  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$ : до подсветки (а); после подсветки (б).

следствие локализации электрона в координатном пространстве с ростом магнитного поля или из-за уменьшения его времени жизни.

Для анализа наблюдаемых особенностей мы исходим из закона дисперсии электрона в ДКЯ в присутствии параллельного магнитного поля  $B_{\parallel} = B_x$  [6]

$$E_{1,2}^{\pm} = \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m} + \frac{E_S + E_A}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\Delta_{SAS}^2 + \left(2\hbar \frac{eB_x d}{m} k_y\right)^2} \pm \frac{1}{2} g\mu_B B, \quad (1)$$

где  $E_S, E_A$  – уровни симметричного и антисимметричного состояний, формирующие верхний и нижний края туннельной щели  $\Delta_{SAS}$ ,  $d$  – эффективное расстояние между слоями (примерно, расстояние

между центрами квантовых ям),  $g$  – фактор спинового расщепления Ланде,  $\mu_B$  – магнетон Бора, верхний индекс « $\pm$ » у энергии означает ориентацию спина, рассчитаны траектории на плоскости  $(B_{\perp}, B_{\parallel})$ , отвечающие таким комбинациям компонент поля, при которых уровни Ландау с  $N = 0, 1, 2, \dots$ , принадлежащие каждой из четырех поверхностей энергетической дисперсии  $E_{1,2}^{\pm}(k_x, k_y)[B_{\parallel}]$ , пересекают уровень Ферми. В такой ситуации резонансно возрастает рассеяние электронов, и должен наблюдаться максимум МС. Расчеты велись по следующей схеме:

- при фиксированной величине поля  $B_{\parallel}$  из уравнения (1) рассчитываются все четыре поверхности  $E_{1,2}^{\pm}(k_x, k_y) = f(k_x, k_y)$ ;
- уровень Ферми  $E_F$  отсекает на каждой из поверхностей горизонтальное сечение, площадь которой  $S_i = 4\pi^2 n_{si}$ , где  $n_{si}$  – поверхностная концентрация электронов, заполняющих  $i$ -подзону (спиновое вырождение снято);  $E_F$  находится из условия

$$\sum_{i=1}^4 n_{si}(E_F) = n_s,$$

$n_s$  – полная поверхностная концентрация электронов в ДКЯ, определяемая экспериментально по положению минимума  $\nu = 2$  на зависимости  $\rho_{xx}(B_{\perp})$ ;

– зная  $E_F$ , получаем площади сечений всех четырех поверхностей  $S_i(E_F)$ ;

– считаем, что уровень Ландау  $i$ -поверхности пересекает уровень Ферми, когда выполняется условие квазиклассического квантования:

$$\frac{S_i(E_F)}{4\pi^2} = \frac{eB_{Ni\perp}}{h} (N + \gamma), \quad (2)$$

где  $N = 0, 1, 2, \dots$  – номер уровня Ландау,  $\gamma$  – некий параметр в интервале от 0 до 1 [7] (для согласования с квантово-механическими расчетами:  $\gamma = 1/2$ ). Зная, при каком  $B_{\parallel}$  получен результат, получаем точку на плоскости  $(B_{\perp}, B_{\parallel})$ , отвечающую пересечению уровня Ферми уровнем Ландау  $N$   $i$ -поверхности. Далее, варьируя  $B_{\parallel}$ , получим соответствующую траекторию:  $B_{\parallel Ni} = f(B_{\perp})$ .

Данные квазиклассические расчеты дают ощутимые погрешности положения рассчитанных траекторий в области малых квантовых номеров [8], но, по крайней мере, позволяют оценить вид этих траекторий и их взаимное положение. Форма полученных траекторий несколько проще, чем в результатах аналогичных расчетов для ДКЯ GaAs/AlGaAs [4], поскольку мы рассматривали непосредственно квазиклассическое квантование изоэнергетических сечений в плоскости  $(k_x, k_y)$ , а не вводили его через квантование энергии в непараболичном законе энер-

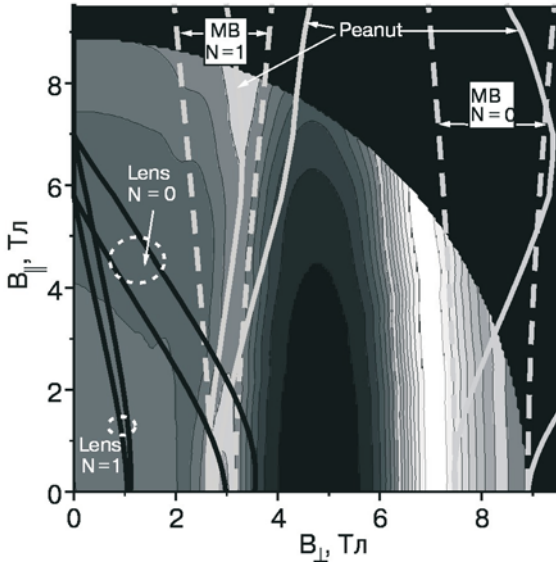


Рис. 3. Данные рис. 2,а в градациях серого цвета: светлые области соответствуют большим величинам  $\rho_{xx}$ , темные — меньшим. Линии — результаты расчетов для двух ориентаций спина: *Peanut* — для наружной поверхности  $E(k_x, k_y)$  (штриховые), *Lens* — для внутренней, MB — для магнитного пробоя между двумя предыдущими типами траекторий.

гетической дисперсии, где оказались (некорректно) усилены эффекты, связанные со стремлением к бесконечности эффективной массы в седловой точке  $E(k_x, k_y)$ .

Результаты расчетов представлены на рис. 3 (до подсветки) и рис. 4 (после подсветки) в виде линий, наложенных на карту экспериментальных данных. Траектории  $(B_{\perp}, B_{\parallel})$  для внутренней поверхности (*Lens*) есть семейство спадающих линий, а для наружной (*Peanut*) — возрастающих. На рис. 3 и 4 приведены также траектории для магнитного пробоя (MB), форма которых (но не абсолютные положения относительно оси  $B_{\perp}$ ) рассчитана, исходя из изменений радиуса эффективной круговой траектории для каждой из ориентаций спина с ростом  $B_{\parallel}$ . Для описания спиновых расщеплений закладывалась величина фактора Ланде  $|g| = 3$  (см. обоснование ниже).

На рис. 1,а приведена кривая квантового эффекта Холла (КЭХ)  $\rho_{xy}(B_{\perp}) [B_{\parallel} = 0]$  (для неосвещенного образца), из которой определяется физически осмысленная индикация пиков МС: пик в максимальном поле ( $\sim 7$  Тл) находится между площадками КЭХ при  $\rho_{xy} = h/e^2$  и  $\rho_{xy} = h/2e^2$ , т.е. между состояниями для фактора заполнения  $\nu = 1$  и  $\nu = 2$ , потому пикам присваивается обозначение  $\nu = 1,5$ . Следующий пик расположен между состояниями КЭХ  $\nu = 2$  и  $\nu = 4$ , так как состояние  $\nu = 3$  не разрешено из-за малости спинового расщепления уровня

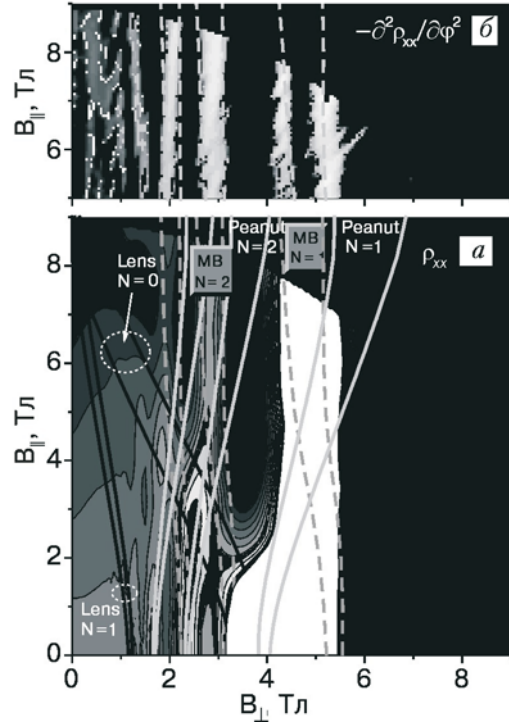


Рис. 4. Аналогично рис. 3, но после подсветки (а). То же для второй производной  $-\partial^2 \rho_{xx} = \partial \phi^2$ , чтобы выделить спиновое расщепление пика (MB  $N = 1$ ) (б).

Ландау  $N = 1$ , и оно должно было бы формироваться примерно в месте расположения данного пика, потому этому пикам присваивается индекс  $\nu = 3$ . Аналогично остальные пики в меньших полях имеют нечетные индексы  $\nu = 5, 7, 9, \dots$

Выделим основные особенности на зависимости  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$ . Пик  $\nu = 1,5$  с ростом параллельной компоненты поля практически не меняет своей амплитуды и формы, только немного смещается в слабые поля: рис. 1,а, 2,а и 3. Последнее противоречит нашим расчетам для траекторий типа *Peanut* или *Lens*, так как в этих случаях он должен был бы ощутимо смещаться в большие или меньшие поля соответственно. Поэтому остается только связать его с магнитным пробоем, поскольку площадь соответствующей круговой траектории в этом случае, если и зависит от  $B_{\parallel}$ , то очень слабо.

Пик  $\nu = 3$ , в отличие от пика  $\nu = 1,5$ , с ростом  $B_{\parallel}$  ощутимо затухает и уширяется, при этом смещается в большие поля. Эти различия в поведении пиков можно объяснить тем, что пик  $\nu = 1,5$  формируется единственным спиновым подуровнем Ландау  $N = 0 \downarrow$ , слабое его смещение в меньшие  $B_{\perp}$  с ростом  $B_{\parallel}$  связано с увеличением спинового расщепления с ростом полного поля, тогда как пик  $\nu = 3$  формируется обоими спиновыми подуровнями (состояние  $\nu = 3$  для спинового расщепления не разрешено), и более



того, при малых  $B_{\parallel}$  связан с двумя уровнями Ландау, принадлежащими разным типам траекторий — *Peanut* и *Lens*.

Поведение пика  $\nu = 3$  легче анализировать в состоянии образца после освещения, поскольку при этом возросла подвижность, а все особенности сместились в большие магнитные поля: рис. 1, б. В этом состоянии пик  $\nu = 3$  сильно уширен уже при  $B_{\parallel} = 0$ , с ростом  $B_{\parallel}$  он, как и в изначальном неосвещенном состоянии, смещается в большие  $B_{\perp}$ , но при этом быстро сужается, а в больших полях  $B_{\parallel}$  — расщепляется. Данное поведение особенно ярко видно в стереоскопическом представлении — рис. 2, б, и в виде карты — рис. 4. Как следует из наших расчетов, для того чтобы объяснить изначально уширенное состояние пика  $\nu = 3$  с помощью только спинового расщепления какого-либо одного уровня Ландау, понадобится величина  $g$ -фактора, примерно в 5 раз больше, чем  $|g| = 3$ : см. нижнюю часть рис. 3 при  $B_{\parallel} \rightarrow 0$ . Но главное, что при этом непонятным остается поведение этого пика с ростом  $B_{\parallel}$ : резкое падение его амплитуды с быстрым выходом на насыщение и быстрое же сужение, а также последующее расщепление при больших величинах  $B_{\parallel}$ .

Более понятное объяснение — при  $B_{\parallel} = 0$  пик  $\nu = 3$  обусловлен наложением траекторий разного типа — *Lens* и *Peanut*, т.е. в чисто перпендикулярном поле уровень Ферми при близких величинах поля пересекается разными уровнями Ландау (принадлежащими разным поверхностям  $E(k_x, k_y)$  — внутренней и внешней), что приводит к более сильному рассеянию и, соответственно, большей величине соответствующего пика. С ростом  $B_{\parallel}$  траектории типа *Lens* и *Peanut* расходятся в разные стороны (рис. 4, а) и данный пик резко затухает. Решающим аргументом в пользу такой модели является наличие локальных максимумов на хребтах, формирующихся из пиков зависимостей  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel} = 0)$ ,  $\nu = 5, 7, 9, \dots$  при увеличении компоненты  $B_{\parallel}$ : рис. 2, б и 4, а. Как видно на рис. 4, а, положения этих локальных максимумов хорошо ложатся на траекторию *Lens* ( $N = 0$ ). Таким образом, пик  $\nu = 3$  с ростом  $B_{\parallel}$  фактически расщепляется на два пика (даже без учета спиновых расщеплений), которые следуют по траекториям типа *Lens* и *Peanut*. При том в области больших  $B_{\parallel}$  эволюция этого пика не определяется целиком только наличием траектории *Peanut*, поскольку тогда этот пик должен был бы значительно смещаться в большие  $B_{\perp}$ , но определяется интерференцией этой траектории с траекторией для магнитного пробоя. Почти вертикальное расположение проекции хребта  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$  на плоскости  $(B_{\perp}, B_{\parallel})$  для данного пика в области больших  $B_{\parallel}$  указывает на преобладающую вероятность магнитного пробоя.

Указанный хребет на зависимости  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$  области самых больших  $B_{\parallel}$  расщепляется, и именно это расщепление в данном случае связано с расщеплением по спину. Чтобы лучше отобразить наличие данного расщепления и его величину, на рис. 4, б построена карта зависимости второй производной —  $\partial^2 \rho_{xx} / \partial \Phi^2 = f(B_{\perp}, B_{\parallel})$ . Видно, что два отщепившихся пика хорошо укладываются на траектории для магнитного пробоя (МВ,  $N = 1$ ) и двух ориентаций спина, рассчитанных для  $|g| = 3$ . Данная величина  $g$ -фактора несколько больше, чем ожидаемая для объемного материала  $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ :  $|g| \approx 1,2$ , которая получается из формулы [9]:

$$g^*/g_0 = 1 - 1/3 P^2 [1/E_0 - 1/(E_0 + \Delta_0)] \quad (3)$$

при линейной интерполяции величин энергетических зазоров  $E_0$  (запрещенная зона) и  $\Delta_0$  (спин-орбитальное расщепление валентной зоны) между величинами для чистых материалов  $\text{InAs}$  и  $\text{GaAs}$ ,  $P$  — матричный элемент взаимодействия зоны проводимости с валентной зоной. Увеличение величины  $g$ -фактора можно связать с проявлением обменно-корреляционных взаимодействий (см., например, [10] и ссылки в ней).

## Заключение

Экспериментально показано, что гетеросистема  $n\text{-GaAs}/\text{AlGaAs}$  не является единственно возможной системой для создания двойной квантовой ямы с присущим ей характерным энергетическим спектром. В исследованной нами ДКЯ в гетеросистеме  $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  наблюдались особенности магнитосопротивления, которые могут быть объяснены только спецификой ДКЯ, из них самая яркая — наличие составляющей в рельефе магнитосопротивления как функции двух переменных  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$ , проекция которой на плоскость  $(B_{\perp}, B_{\parallel})$  образует спадающую траекторию зависимости  $B_{\parallel} = f(B_{\perp})$ . Такая траектория не может быть реализована в квантовой яме с характерной для исследуемого образца шириной, если барьер по каким-либо причинам отсутствует (размыт, малой высоты и т.п.). Наличие эффекта магнитного пробоя также не подавляет целиком характерные особенности ДКЯ, хотя с ростом полного магнитного поля вклад магнитного пробоя в наблюдаемую картину МС существенно усиливается. В свою очередь, именно на пиках МС, обусловленных магнитным пробоем, наблюдается спиновое расщепление, откуда извлечена величина фактора Ланде  $|g| = 3$ , которая больше ожидаемой для объемного материала  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x \approx 0,2$ ) величины  $|g| \approx 1,2$ . Последнее указывает на объемно-корреляционное усиление спинового расщепления.

Спиновые расщепления не проявлялись столь явно в аналогичных исследованиях ДКЯ в гетеросистеме GaAs/AlGaAs [4,5].

Работа поддерживается РФФИ, проекты 05-02-16206, 04-02-16614.

1. S. Girvin and A.H. MacDonald, *Perspectives in Quantum Hall Effect*, Ch. 5, S. Das Sarma and A. Pinczuk (eds.), Wiley, New York (1997).
2. E.V. Deviatov, V.T. Dolgoplov, A. Würtz et al. *Phys. Rev.* **B72**, 041305 (2005); L. Zheng, R.J. Radtke, and S. Das Sarma, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2453 (1997).
3. M.V. Yakunin, G.A. Alshanskii, Yu.G. Arapov, G.I. Harus, V.N. Neverov, N.G. Shelushinina, B.N. Zvonkov, E.A. Uskova, L. Ponomarenko, and A. de Visser, *Proc. 27th Internat. Conf. Physics Semiconductors*, Flagstaff, USA (2004): *AIP Conference Proceedings*, N.Y. (2005), vol. 772, p. 1003; 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, *ФТП* **39**, 118 (2005).
4. N.E. Harff, J.A. Simmons, S.K. Lyo, J.F. O'Klem, G.S. Boebinger, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev.* **B55**, 13405 (1997).
5. I.S. Millard, N.K. Patel, C.L. Foden, M.Y. Simmons, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones, and M. Pepper, *Phys. Rev.* **B55**, 13401 (1997).
6. G.S. Boebinger, A. Passner, L.N. Pfeifer, and K. W. West, *Phys. Rev.* **B43**, 12673 (1991).
7. Ч. Киттель, *Введение в физику твердого тела*, Наука, Москва (1978).
8. J. Hu and A.H. MacDonald, *Phys. Rev.* **B46**, 12554 (1997).
9. L.M. Roth, B. Lax, and S. Zwerdling, *Phys. Rev.* **114**, 90 (1959).
10. D.R. Leadley, R.J. Nicholas, J.J. Harris, and C.T. Foxon, *Phys. Rev.* **B58**, 13036 (1998).

## Quantum magnetotransport in a $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ double quantum well at tilted magnetic fields

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

Peculiarities due to a complicated double quantum well (DQW) energy spectrum are revealed from the precise scan of the  $(B_{\perp}, B_{\parallel})$  plane between the magnetic field components perpendicular and parallel to the layers of the  $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  ( $x \approx 0.2$ ) DQW while measuring its longitudinal magnetoresistivity. These peculiarities interfere with the structures connected with the magnetic breakdown. The experimental results are presented as gray-scale maps on the  $(B_{\perp}, B_{\parallel})$  plane, where the peculiarities form different trajectories, that can be described semi-quantitatively by using the quasi-classical calculations of the DQW energy spectrum quantization under a perpendicular field component. The peaks due to the magnetic breakdown are relatively enhanced with increasing the total field. These are spin-split at the highest parallel fields yielding the effective Lande  $g$ -factor value  $|g^*| \approx 3$ .

PACS: 73.50.Jt Galvanomagnetic and other magnetotransport effects;  
**73.20.-r** Electron states at surfaces and interfaces.

Keywords: double quantum well, quantum Hall effect, tilted magnetic fields,  $g$ -factor.