

# ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЖИМАЕМОСТИ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ В РЕЖИМЕ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА В ПРИСУТСТВИИ ДЛИННОПЕРИОДНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ПОТЕНЦИАЛА

*М. О. Дорохова\*, С. И. Дорожкин*

*Институт физики твердого тела Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 23 октября 2003 г.

Экспериментально и теоретически исследована температурная зависимость сжимаемости двумерных электронных систем в гетероструктурах GaAs/AlGaAs в режиме квантового эффекта Холла. Сжимаемость определялась методом емкостной спектроскопии, а также из измерений низкочастотного электрического поля, проникающего через двумерную электронную систему. С учетом неоднородности плотности электронов в двумерной системе и конечной температуры проведены расчеты, количественно описывающие измеренные температурные зависимости сжимаемости. Изменения химического потенциала двумерной электронной системы в окрестности четных факторов заполнения, определенные из емкостных и транспортных измерений, согласуются между собой и с расчетами для конечной температуры.

PACS: 73.43.Fj, 73.43.Cd

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Начиная с открытия в 1980 г. квантового эффекта Холла [1] большое внимание уделялось исследованию термодинамической плотности состояний (сжимаемости) двумерных электронных систем в квантующем магнитном поле [2–8]. Измерения емкости [2–4], теплоемкости [5], намагниченности [6] и магнитосопротивления [4, 7, 8] показали неожиданно высокое значение плотности состояний в щели между уровнями Ландау, что расходится с теоретическими предсказаниями [9, 10]. В работах [11, 12] было предложено объяснение этому факту, основанное на учете флуктуаций плотности электронов в двумерных электронных системах, обусловленных длиннопериодными флуктуациями потенциала, однако надежного экспериментального подтверждения эта идея не получила. Дополнительные проблемы возникли с количественным объяснением сильной температурной зависимости сжимаемости [4, 13].

Данная работа имеет целью показать, что мо-

дель, предложенная в работах [11, 12], позволяет количественно объяснить совокупность экспериментальных данных для сжимаемости двумерных электронных систем в режиме целочисленного квантового эффекта Холла, получаемых в гетероструктурах с селективным легированием, где, по устоявшемуся мнению, доминируют длиннопериодные флуктуации потенциала. Получено аналитическое выражение для температурной зависимости сжимаемости двумерных электронных систем в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. При этом единственным зависящим от образца параметром модели, определяющим ширину минимумов на зависимости сжимаемости от концентрации и температурную зависимость их амплитуды, является дисперсия плотности электронов в образце. Показано, что этот параметр определяет наклон температурной зависимости сжимаемости при четных факторах заполнения уровней Ландау в широкой области магнитных полей и температур. Высказана идея оценки уширения уровней Ландау за счет короткопериодного случайного потенциала по характеру температурной зависимости сжимаемости. Соответствующая оценка была сделана для исследованных образцов.

\*E-mail: dorohova@issp.ac.ru

Как известно, для увеличения подвижности двумерных электронов слой доноров, поставляющих электроны в двумерную электронную систему, отделяется от этой системы нелегированным слоем (спейсером). Это значительно уменьшает амплитуду короткодействующего случайного потенциала. В этом случае беспорядок в двумерной системе определяется дальнедействующим случайным потенциалом, обусловленным флуктуациями плотности заряженных доноров в слоях за спейсером. Для дальнейшего существенно, что в квантующем магнитном поле  $H$  характер влияния случайного потенциала на двумерную электронную систему зависит от соотношения между длиной корреляции  $\delta$  потенциала и магнитной длиной  $l_H$ . Короткодействующий потенциал с длиной корреляции  $\delta \ll l_H$ , не меняя однородности плотности электронов, приводит к уширению уровней Ландау. Напротив, экранировка двумерными электронами дальнедействующего потенциала ( $\delta \gg l_H$ ) сопровождается перераспределением плотности электронов в образце, оставляя уровни локально узкими. При этом уровни Ландау пространственно повторяют профиль экранированного потенциала, а плотность электронов  $n$  меняется вдоль образца.

В идеальном образце в отсутствие межэлектронного взаимодействия химический потенциал  $\mu$  в квантующем поле при нулевой температуре является ступенчатой функцией плотности  $n$  электронов (рис. 1а). При  $n = pn_L$  (здесь  $p = 1, 2, \dots$ , а  $n_L = eH/hc$  — число мест на уровне Ландау) химический потенциал испытывает скачки, равные расстоянию между соседними уровнями Ландау, и не зависит от  $n$  в интервалах между скачками. Уширение уровней Ландау короткодействующим потенциалом в основном проявляется в увеличении производной  $d\mu/dn$  при полуцелых факторах заполнения  $\nu \equiv n/n_L = p + 1/2$  уровней Ландау и в уменьшении величины скачков потенциала при целых  $\nu$  (рис. 1б). На рис. 1в показано влияние на термодинамические характеристики двумерной электронной системы дальнедействующего случайного потенциала. В этом случае образец характеризуется средним значением плотности электронов  $n_s$  и средним значением химического потенциала  $\mu_s$ . Используемая нами модель с не зависящей от  $\nu$  дисперсией  $\sigma$  концентрации обязательно включает в себя ситуацию (вблизи целых  $\nu$ ), когда в разных областях образца одновременно заполняются два разных уровня Ландау. Именно такая картина возникает в случае нелинейного экранирования длиннопериодных флуктуаций потенциала [12, 14, 15]. Таким образом, влия-

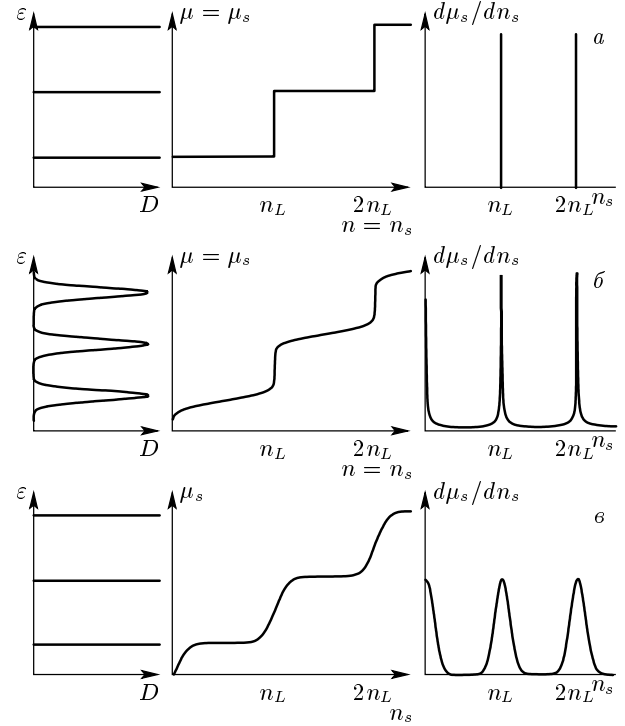


Рис. 1. Локальная плотность состояний  $D(\epsilon) = dn/d\mu$  и зависимости величин  $\mu_s$  и  $d\mu_s/dn_s$  от  $n_s$  в случаях а — идеально чистой двумерной электронной системы; б — только при короткодействующем случайном потенциале; в — только при дальнедействующем случайном потенциале

ние длиннопериодных флуктуаций потенциала приводит, главным образом, к исчезновению скачков на зависимости  $\mu_s(n_s)$  при целых значениях среднего по образцу фактора заполнения  $\nu_s$  и способствует сохранению горизонтальных участков на зависимости  $\mu_s(n_s)$ . Соответствующие трем рассмотренным случаям производные  $d\mu_s/dn_s$  показаны на рис. 1. Именно эта величина, обратно пропорциональная сжимаемости двумерной системы, определялась экспериментально. Очевидно, что неоднородное распределение плотности электронов приводит к существенному увеличению сжимаемости  $dn_s/d\mu_s$  электронной системы при целочисленных значениях среднего по образцу фактора заполнения.

Следуя работам [11, 12], для обработки результатов мы использовали модель, в которой распределение плотности электронов в двумерной системе принималось гауссовым. С доступной в нашем эксперименте точностью наши результаты описываются расчетами для  $\delta$ -образных уровней Ландау без дополнительного учета короткопериодного случайного

потенциала. Отметим, что предположение о доминировании в наших образцах длиннопериодных флуктуаций плотности электронов основывается на расположении слоев в исследуемых гетероструктурах, в которых  $\delta$ -слой доноров удален от двумерной системы на расстояние, намного превышающее  $l_H$  (70 и 80 нм для двух типов структур), и на их высокой подвижности (больше  $10^6$  см<sup>2</sup>/В·с). В нашем эксперименте производная  $d\mu_s/dn_s$  определялась тремя различными методами: на основании измерений емкости полевых транзисторов в магнитном поле; из измерений проникающего через двумерную электронную систему электрического поля [16] в транзисторах с двумя затворами, находящимися по разные стороны системы; из транспортных измерений. Все три метода дали согласующиеся между собой результаты.

В основной части работы мы будем вести рассмотрение в предположении невзаимодействующих электронов, а в конце приведем аргументы в пользу того, что избранный нами способ представления экспериментальных результатов позволяет в значительной степени исключить эффекты, связанные с межэлектронным взаимодействием.

## 2. МАГНИТОЕМКОСТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

### 2.1. Образцы

Исследуемые образцы были изготовлены на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Для емкостных измерений использовались образцы I с одним затвором, имевшие следующую последовательность слоев в порядке роста: GaAs–AlGaAs (70 нм)–Si ( $\delta$ -слой)–AlGaAs (500 нм)–Si ( $\delta$ -слой)–GaAs (10 нм). Двумерная электронная система образуется в слое GaAs около нижнего гетероперехода. На поверхность верхнего слоя GaAs был напылен прямоугольный металлический затвор площадью  $S_g = 0.4 \times 2.3$  мм<sup>2</sup>, при этом между гетероструктурой и затвором возникает барьер Шоттки. Плотность электронов  $n_s$  в двумерном слое, которая определяется из периода осцилляций Шубникова–де Гааза, меняется линейно с напряжением  $V_g$  между двумерной системой и затвором. Коэффициент пропорциональности между величинами  $eS_g n_s$  и  $V_g$  с точностью, лучшей 1%, совпадает с измеренной емкостью образца ( $C = 165$  пФ), свидетельствуя об отсутствии перезарядки доноров при изменении  $V_g$ . При нулевом затворном напряжении плотность электронов рав-

на  $n_s = 1.4 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, при этом подвижность электронов составляет  $1.2 \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/В·с. Образцы имеют форму холловского мостика с омическими контактами к двумерному слою, что позволило кроме емкостных измерений проводить также транспортные исследования свойств двумерной электронной системы.

Проникающее через систему поле измерялось с помощью образцов II с сильнолегированным проводящим нижним слоем GaAs, который использовался как нижний затвор. Далее была выращена сверхрешетка AlAs/GaAs, служившая барьером. Гетеропереход GaAs/AlGaAs, на котором и возникала двумерная электронная система, был расположен на расстоянии 608 нм от нижнего затвора и на расстоянии 240 нм от поверхности структуры. Кремниевый  $\delta$ -слой, поставляющий электроны в двумерную систему, был отделен от нее спейсером (нелегированным слоем AlGaAs) толщиной 80 нм. Образец имел форму холловского мостика; площадь его перекрытия с нижним затвором составляла  $S_{bg} = 3.24$  мм<sup>2</sup>. Верхний затвор площадью  $S_{fg} = 1$  мм<sup>2</sup> полностью располагался внутри области перекрытия двумерной системы и нижнего затвора. При нулевом затворном напряжении подвижность электронов в этих образцах превосходила величину  $1 \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/В·с.

### 2.2. Техника эксперимента

Магнитоемкостная методика состоит в прецизионном измерении емкости  $C \equiv dQ/dV_g$  между двумерной электронной системой и затвором полевого транзистора, образующими плоский конденсатор. Здесь  $Q$  — заряд конденсатора,  $V_g$  — напряжение на нем. Из-за наличия контактной разности потенциалов между двумерной системой и затвором в измеряемую величину входит малая поправка  $\delta C$ , пропорциональная производной  $d\mu/dn$  [2, 17]:

$$\delta C \equiv C - C_g \approx -\frac{C^2}{S_g e^2} \frac{d\mu}{dn}. \quad (1)$$

Здесь  $S_g$  — площадь двумерной электронной системы под затвором,  $C_g = \kappa S_g / 4\pi d$  — геометрическая емкость образца,  $\kappa$  — средняя диэлектрическая проницаемость изолирующего слоя толщиной  $d$  между затвором и двумерной системой. Поправка  $\delta C$  является единственным вкладом в емкость, зависящим от магнитного поля, и с ней связаны все исследуемые в дальнейшем особенности емкости. При наличии флуктуаций плотности электронов в двумерной системе, описываемых гауссовым распределением с

дисперсией  $\sigma$ , соответствующая поправка к емкости принимает вид [12]

$$\begin{aligned} \delta C &\approx -\frac{C^2}{S_g e^2} \frac{d\mu_s}{dn_s} = \\ &= -\frac{C^2}{\sqrt{2\pi\sigma} e^2 S_g} \int \frac{d\mu}{dn} \exp\left(-\frac{(n-n_s)^2}{2\sigma^2}\right) dn. \quad (2) \end{aligned}$$

Для измерения зависимости  $C(n_s)$  приложенное к затвору напряжение  $V_g$ , задающее концентрацию  $n_s$ , модулировалось переменным напряжением с частотой 9.2 Гц и амплитудой модуляции 20 мВ. Протекающий через емкость ток подавался на преобразователь ток/напряжение. Регистрировались две составляющие тока, при этом мнимая компонента сигнала пропорциональна емкости образца. Уменьшение амплитуды модуляции в четыре раза не оказывало влияния на форму измеряемых кривых.

Для измерений проникающего поля использовались образцы II с двумя затворами (для определенности — верхним и нижним), между которыми находилась двумерная электронная система. Если подать переменное напряжение  $V_{fg}$  между двумерной системой и верхним затвором, то вследствие конечной сжимаемости системы часть электрического поля проникает сквозь нее и экранируется нижним затвором. Зависящий от магнитного поля вклад в ток смещения  $I_{bg}$ , текущий на нижний затвор, равен [16]

$$I_{bg} = \frac{d\mu_s}{dn_s} \frac{C_{bg}}{e^2 S_{bg}} I_{fg}. \quad (3)$$

Здесь  $C_{bg}$  — геометрическая емкость между нижним затвором и двумерной системой,  $S_{bg}$  — площадь перекрытия двумерной системы и нижнего затвора,  $I_{fg}$  — мнимая компонента переменного тока, протекающего через верхний затвор.

При измерении проникающего поля на верхний затвор подавалось переменное напряжение  $V_{fg} = 5$  мВ частоты 9.2 Гц. Переменный ток  $I_{bg}$  с нижнего затвора подавался на преобразователь ток/напряжение и регистрировались обе составляющие тока. Концентрация электронов в двумерной системе задавалась напряжением  $V_{bg}$ , поданным на нижний затвор, которое могло изменяться в пределах от 250 до 450 мВ. При этом концентрация менялась линейно с напряжением  $V_{bg}$  с коэффициентом  $\Delta n_s / \Delta V_{bg} = 1.24 \cdot 10^8$  см<sup>-2</sup>/мВ.

Применимость использованных методик вблизи холловских плато обычно ограничивается областью не слишком низкой проводимости вдоль двумерной электронной системы. В противном случае резистивный эффект [18] приводит к резкому увеличению

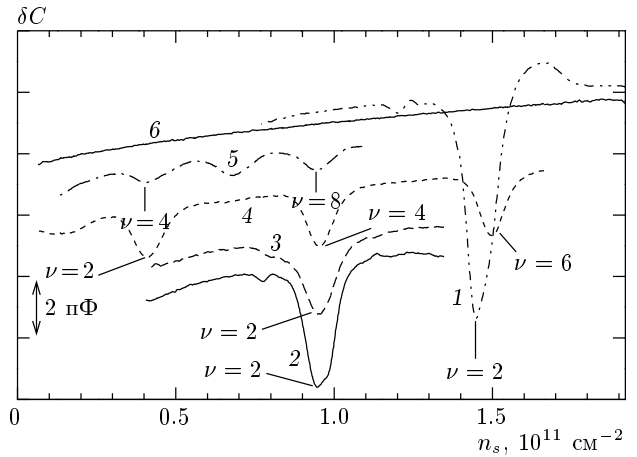
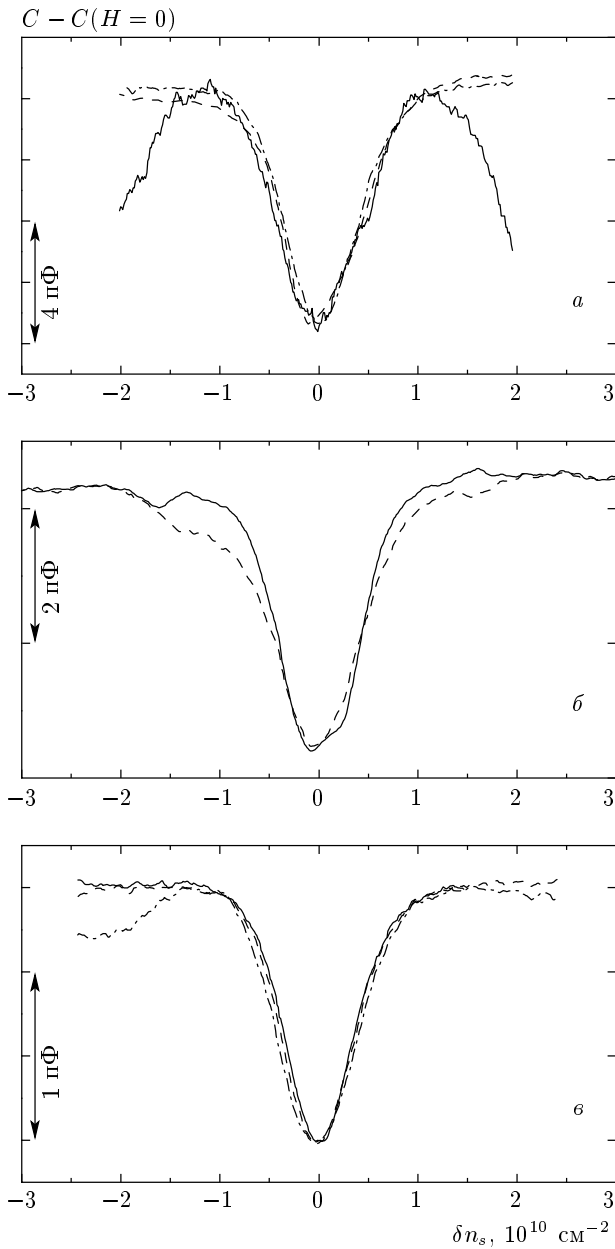


Рис. 2. Емкость  $C(n_s)$  в режиме квантового эффекта Холла в различных магнитных полях и при различных температурах: 1 —  $H = 3$  Тл,  $T = 4.2$  К; 2 —  $H = 2$  Тл,  $T = 3.1$  К; 3 —  $H = 2$  Тл,  $T = 4.2$  К; 4 —  $H = 1$  Тл,  $T = 1.2$  К; 5 —  $H = 0.5$  Тл,  $T = 0.9$  К; Также показана зависимость емкости  $C(n_s, H = 0)$  — кривая 6. Кривые сдвинуты вдоль вертикальной оси

действительной части измеряемого сигнала, которое сопровождается уменьшением его мнимой компоненты. В работе представлены результаты измерений, полученные в отсутствие резистивных эффектов.

### 2.3. Емкость в квантующем магнитном поле

В емкостных измерениях исследовалась зависимость емкости  $C(n_s)$  между двумерной электронной системой и затвором при различных значениях квантующего магнитного поля  $H$  и температуры  $T$ . На рис. 2 представлены типичные зависимости  $C(n_s)$  в различных магнитных полях. Минимумы на этих кривых соответствуют скачкам химического потенциала при тех значениях факторов заполнения, при которых возникают электронные состояния, обусловленные квантовым эффектом Холла (см. уравнение (1)). Обращает на себя внимание практически одинаковая ширина минимумов для различных состояний. Этот факт наглядно демонстрируется на рис. 3, где приведенные на рис. 2 минимумы емкости  $C(n_s)$  совмещены сдвигами по осям абсцисс и ординат и растяжением по оси ординат. Как видно из рис. 3а, на котором совмещены минимумы, соответствующие четным факторам заполнения в различных магнитных полях (и при разных значениях  $n_s$ ), ширина минимумов не меняется (с точностью 10%) при увеличении магнитного поля и, соответ-



**Рис. 3.** Зависимости разности  $C - C(H = 0)$  от изменения концентрации  $\delta n_s$  при отклонении от целочисленных значений фактора заполнения (из графиков рис. 2 вычиталась зависимость  $C(n_s, H = 0)$ , после чего они совмещались сдвигами по обеим осям и растяжением по оси ординат с коэффициентом  $k$ ): *a* — при четных значениях  $\nu_s$  в полях 0.5 Тл ( $\nu_s = 4, k = 12.5$ ), 1 Тл ( $\nu_s = 2, k = 4.2$ ), 3 Тл ( $\nu_s = 2, k = 1$ ) — соответственно штрихпунктирная, штриховая и сплошная кривые; *b* — при  $\nu_s = 2$  в поле 2 Тл при температурах 3.1 К ( $k = 1$ , сплошная кривая) и 4.2 К ( $k = 1.6$ , штриховая кривая); *c* — при  $\nu_s = 2$  ( $k = 1.3$ ), 4 ( $k = 1.1$ ), 6 ( $k = 1$ ) в поле 1 Тл — соответственно штрихпунктирная, штриховая и сплошная кривые

ственно, величины циклотронной щели в шесть раз. На рис. 3*б* растяжением по оси ординат совмещены минимумы при факторе заполнения  $\nu_s = 2$  в магнитном поле  $H = 2$  Тл при разных температурах. Амплитуда минимумов заметно уменьшается при повышении температуры, тогда как их ширина остается неизменной вплоть до некоторой довольно высокой температуры, после чего начинает расти. На рис. 3*в* совмещены минимумы, возникающие при четных факторах заполнения  $\nu_s = 2, 4, 6$  при фиксированном магнитном поле  $H = 1$  Тл. Ширины всех минимумов совпадают с точностью 10%. Форма минимумов хорошо описывается гауссовой зависимостью со значениями дисперсии  $\sigma = (3.3 \pm 0.4) \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$  для образца I и  $\sigma = (5.2 \pm 0.5) \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$  для образца II.

На рис. 4*а* представлены температурные зависимости амплитуды минимумов в емкости  $\Delta C$  (определявшейся как расстояние по оси ординат между минимумом при целом факторе заполнения и значениями при полуцелых  $\nu_s$ ), пересчитанные в величину скачков химического потенциала:

$$\begin{aligned} \Delta\mu(T) &\equiv -\sqrt{2\pi}\sigma \frac{\Delta C}{C^2} S_g e^2 = \\ &= \sqrt{2\pi}\sigma \left( \left. \frac{d\mu_s}{dn_s} \right|_{\nu_s=2p} - \left. \frac{d\mu_s}{dn_s} \right|_{\nu_s=2p+1/2} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

Аналогичные данные, полученные на образце II из измерений проникающего поля, приведены на рис. 4*б*. В этом случае скачкам химического потенциала в состояниях электронной системы в режиме квантового эффекта Холла соответствуют максимумы тока на нижний затвор  $I_{bg}$ . На рисунке представлена величина

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\mu_s}{dn_s} \right|_{\nu_s=2p} &= \\ &= [I_{bg}(H) - I_{bg}(H = 0)]_{\nu_s=2p} \frac{e^2 S_{bg}}{I_{fg} C_{bg}} + \frac{\pi \hbar^2}{m}, \end{aligned} \quad (5)$$

полученная в предположении, что обратная термодинамическая плотность состояний в нулевом поле равна величине, соответствующей невзаимодействующим электронам:

$$\left. \frac{d\mu_s}{dn_s} \right|_{H=0} = \frac{\pi \hbar^2}{m^*}, \quad (6)$$

здесь  $m^*$  — эффективная масса электрона в GaAs. Отметим близкую к линейной температурную зависимость обеих измеренных величин, наиболее ярко выраженную для больших магнитных полей.

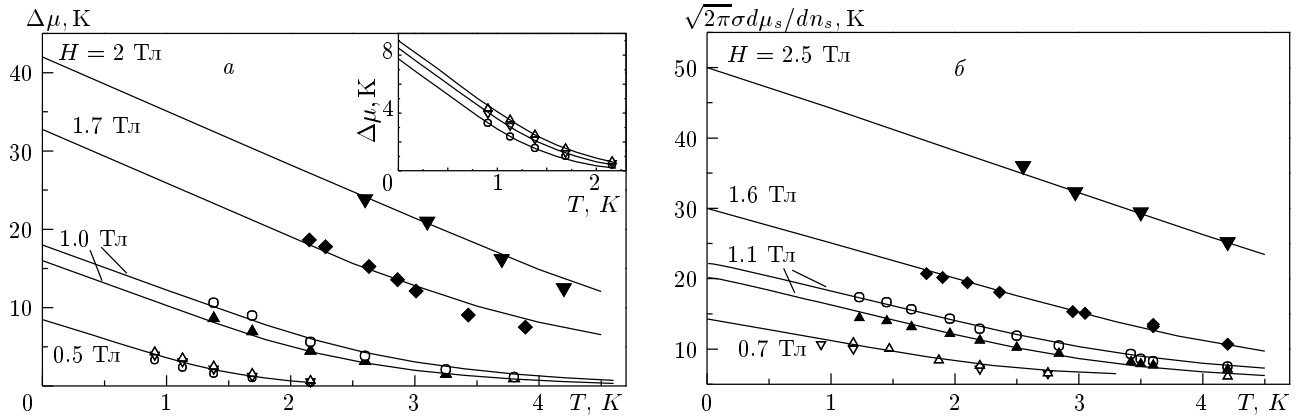


Рис. 4. Температурные зависимости  $\Delta\mu$  (а),  $\sqrt{2\pi\sigma}d\mu_s/dn_s$  (б) при четных  $\nu_s$ , полученные соответственно из емкостных измерений и из измерений проникающего поля:  $\nu_s = 2$  (темные значки);  $\nu = 4$  (о);  $\nu = 6$  (∇);  $\nu = 8$  (Δ). Сплошные линии — численные расчеты, описанные в тексте. На вставке в увеличенном масштабе приведена кривая  $\Delta\mu(T)$  для  $\nu_s = 4, 6, 8$  в поле 0.5 Тл

### 2.4. Обсуждение

Получим сначала аналитическое выражение для производной  $d\mu_s/dn_s$ , позволяющее проанализировать ее изменение с температурой. Рассмотрим систему, состоящую из узких уровней магнитного квантования, соответствующих расщепленным по спину уровням Ландау. Величину циклотронного расщепления обозначим  $\Delta_c$ , спинового —  $\Delta_s$ ; расстояние между уровнями в первом случае есть  $\Delta_c - \Delta_s$ , во втором —  $\Delta_s$ . При этом считаем, что  $\Delta_s \ll \Delta_c$ , что хорошо выполняется в случае GaAs. При реализованном в эксперименте условии  $T \ll \Delta_c - \Delta_s$  для расчета температурной зависимости химического потенциала достаточно учесть изменения с температурой заполнения только четырех ближайших к уровню Ферми зеемановских подуровней. Рассмотрим поведение химического потенциала в окрестности фактора заполнения  $\nu = 2$ . При введенных ограничениях на температуру полученные выражения будут верны для произвольного четного фактора заполнения.

Энергию и химический потенциал рассматриваемой четырехуровневой системы будем отсчитывать от центра циклотронной щели. При конечной температуре электроны распределены по уровням в соответствии с фермиевской функцией  $f(E) = 1/[1 + \exp(E/T)]$ . При этом

$$\nu = f\left(-\frac{\Delta_c + \Delta_s}{2} - \mu\right) + f\left(-\frac{\Delta_c - \Delta_s}{2} - \mu\right) + f\left(\frac{\Delta_c - \Delta_s}{2} - \mu\right) + f\left(\frac{\Delta_c + \Delta_s}{2} - \mu\right). \quad (7)$$

При низкой температуре,  $T \ll (\Delta_c - \Delta_s)/2$ , в малой окрестности фактора заполнения  $\nu = 2$ , такой что  $T \ll (\Delta_c - \Delta_s)/2 - |\mu|$ , это выражение может быть сведено к виду

$$\nu = 2 + 4 \operatorname{sh} \frac{\mu}{T} \exp\left(-\frac{\Delta_c}{2T}\right) \operatorname{ch} \frac{\Delta_s}{2T}. \quad (8)$$

Отсюда

$$\frac{d\mu}{d\nu} = \frac{T}{2\sqrt{(\nu/2 - 1)^2 + b^2}}, \quad (9)$$

где  $b = 2 \exp(-\Delta_c/2T) \operatorname{ch}(\Delta_s/2T)$ . Из полученного соотношения видно, что производная  $d\mu/d\nu|_{\nu=2}$  экспоненциально растет при  $T \rightarrow 0$ .

Для неоднородной системы необходимо усреднить выражение (9) в соответствии с формулой (2), учитывая, что  $\nu_s = n_s/n_L$ . Мы приведем здесь аналитическое выражение лишь для значения  $d\mu_s/dn_s$  в максимуме, соответствующем значению  $\nu_s = 2$ :

$$\left.\frac{d\mu_s}{dn_s}\right|_{\nu_s=2} = \frac{T}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left(\frac{b^2 n_L^2}{\sigma^2}\right) K_0\left(\frac{b^2 n_L^2}{\sigma^2}\right), \quad (10)$$

где  $K_0$  — модифицированная функция Бесселя второго рода. При низких температурах,  $T \ll \Delta_s$ , зависимость  $d\mu_s/dn_s(T)|_{\nu_s=2}$  имеет вид

$$\left.\frac{d\mu_s}{dn_s}\right|_{\nu_s=2} = \frac{\Delta_c - \Delta_s}{\sqrt{2\pi\sigma}} - \frac{T}{\sqrt{2\pi\sigma}} \left[ 2 \ln \frac{n_L}{\sigma} - \ln 2 + \gamma \right] + O\left(\frac{bn_L}{\sigma}\right), \quad (11)$$

где  $\gamma = 0.577$  — постоянная Эйлера.

Таким образом, при достаточно низких температурах, удовлетворяющих также соотношению  $bn_L/\sigma \ll 1$ , дисперсия плотности электронов приводит к изменению характера температурной зависимости от экспоненциальной к линейной. Экстраполяция линейной температурной зависимости к  $T = 0$  в рассматриваемом предельном случае определяет значение  $\Delta_c - \Delta_s$ . Приведем также формулу для более соответствующего эксперименту случая  $\Delta_s \ll T$ :

$$\left. \frac{d\mu_s}{dn_s} \right|_{\nu_s=2} = \frac{\Delta_c}{\sqrt{2\pi\sigma}} - \frac{T}{\sqrt{2\pi\sigma}} \left[ 2 \ln \frac{2n_L}{\sigma} - \ln 2 + \gamma \right] + O\left(\frac{bn_L}{\sigma}\right). \quad (12)$$

Эта линейная зависимость имеет большой наклон (соответствующий удвоенному числу мест  $2n_L$  на уровне Ландау) и экстраполируется при  $T \rightarrow 0$  к значению  $\Delta_c/\sqrt{2\pi\sigma}$ .

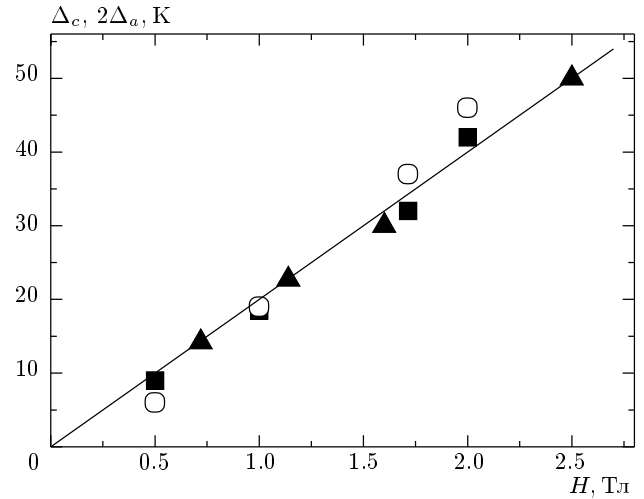
Для сравнения с экспериментом численно определялась зависимость  $\Delta\mu(T)$  (см. формулу (4)). Сплошными линиями на рис. 4а показаны расчеты зависимости  $\Delta\mu(T)$  с подгоночным параметром  $\Delta_c$  (для всех магнитных полей использовалось определенное ранее значение  $\sigma = 3.3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ ). Сравнение наклона экспериментальных графиков с расчетами показывает, что в исследуемой области температур спиновое расщепление  $\Delta_s \ll T$ . Поэтому в приведенных расчетах при положении химического потенциала в центре циклотронной щели спиновые щели полагались неусиленными и равными  $\Delta_s = g\mu_B H$  со значением  $g$ -фактора электрона, равным объемному в GaAs ( $g\mu_B = 0.3 \text{ К/Тл}$ ).

Как показывают численные расчеты величины  $\Delta\mu(T)$ , она является линейной в той же области температур, что и температурная зависимость  $(d\mu_s/dn_s)_{\nu_s=2p}$ , причем

$$\Delta\mu(T=0) = \sqrt{2\pi\sigma} \left. \frac{d\mu_s}{dn_s} \right|_{\nu_s=2p} \quad (T=0).$$

Поэтому в условиях нашего эксперимента в силу соотношения  $\Delta_s \ll T \ll \Delta_c$  циклотронная щель  $\Delta_c$  с точностью до  $\Delta_s/\Delta_c$  может быть определена линейной экстраполяцией экспериментальных данных  $\Delta\mu(T)$  к  $T = 0$ .

На рис. 4б показаны численные расчеты температурной зависимости  $\sqrt{2\pi\sigma}(d\mu_s/dn_s)_{\nu_s=2p}$  и экспериментальные данные из измерений проникающего поля. Значение  $\sigma = 5.2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$  было определено из предварительных измерений, величина  $\Delta_s$  положена равной  $g\mu_B H$ , а подгоночным параметром являлась только величина циклотронной щели, определяющая положение отсечки при  $T = 0$ . Налицо

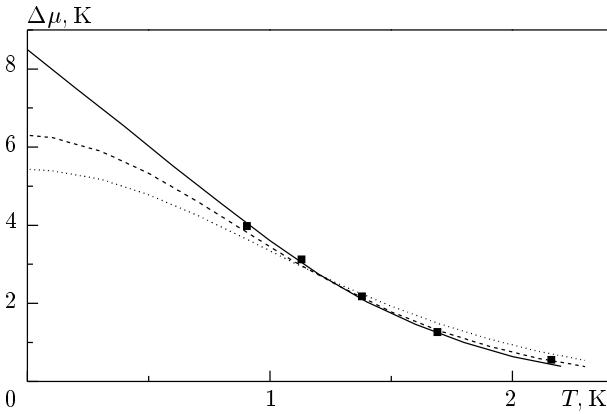


**Рис. 5.** Зависимость величины циклотронной щели при четных факторах заполнения от магнитного поля: квадраты — щель  $\Delta_c$  определена аппроксимацией амплитуды емкостных особенностей при значениях  $(H, \nu) = (0.5 \text{ Тл}, 8), (1 \text{ Тл}, 4), (1.7 \text{ Тл}, 2), (2 \text{ Тл}, 2)$ ; треугольники — щель  $\Delta_c$  определена из измерений проникающего поля при  $(H, \nu) = (0.7 \text{ Тл}, 8), (1.1 \text{ Тл}, 4), (1.6 \text{ Тл}, 2), (2.5 \text{ Тл}, 2)$ ; кружки — щель  $2\Delta_a$  определена из активационных измерений при  $(H, \nu) = (0.5 \text{ Тл}, 8), (1 \text{ Тл}, 4), (1.7 \text{ Тл}, 2), (2 \text{ Тл}, 2)$ . Сплошной линией показана величина  $\hbar\omega_c = H\hbar/m^*c$  для  $m^* = 0.067m_0$

согласие экспериментальных данных с предложенной моделью. Полученные двумя методами значения  $\Delta_c(H)$  представлены на рис. 5. Полученные значения подгоночного параметра оказываются близкими к величине циклотронной энергии для GaAs.

Введение в модель уширения уровней, возникающего за счет короткодействующего потенциала, приводит к уменьшению наклона температурных зависимостей  $(d\mu_s/dn_s)_{\nu_s=2p}$  и  $\Delta\mu$  по сравнению со случаем узких уровней во всем диапазоне температур и выходу их на насыщение при низкой температуре (рис. 6). Отсюда следует, что значение  $\Delta_c$ , полученное аппроксимацией к  $T = 0$  измеренной зависимости  $\sqrt{2\pi\sigma}(d\mu_s/dn_s)_{\nu_s=2p}$ , не может превышать реальной величины щели. С другой стороны, рис. 6 демонстрирует, что определение щели в спектре из «площади минимума» [4, 13] при конечной температуре неизбежно дает заниженное значение щели даже при выходе температурной зависимости обратной сжимаемости  $d\mu_s/dn_s$  на насыщение.

Сравнение результатов расчета, полученных с учетом конечной величины  $\Gamma$ , с экспериментом в магнитном поле  $H = 0.5 \text{ Тл}$  (рис. 6) показывает, что



**Рис. 6.** Расчет влияния уширения уровней Ландау короткодействующим потенциалом в предположении гауссова уширения с дисперсией  $\Gamma$  при  $\Delta_s = 0.15$  К,  $\sigma/n_L = 0.26$  ( $\Gamma = 0$  К,  $\Delta_c = 8.6$  К — сплошная кривая,  $\Gamma = 1.0$  К,  $\Delta_c = 9.3$  К — штриховая кривая,  $\Gamma = 1.7$  К,  $\Delta_c = 10.5$  К — пунктирная кривая) и данные емкостных измерений ( $H = 0.5$  Тл,  $\nu = 6$ ) — квадраты

$\Gamma/\Delta_c \leq 0.15$  даже для рассмотренного случая слабого магнитного поля на наших образцах. При большей величине  $\Gamma/\Delta_c$  расхождение расчетных кривых с экспериментальными выходит за рамки погрешности экспериментальных измерений, причем полученное различие не может быть скорректировано выбором иного значения  $\Delta_c$ . Отметим, что при такой оценке сверху ширины уровня ( $\Gamma/\Delta_c = 0.15$ ) локальная плотность состояний в середине циклотронной щели не превышает 2% от значения плотности состояний в нулевом магнитном поле.

### 3. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ТЕРМОАКТИВАЦИОННЫХ И ЕМКСТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Определение щели в энергетическом спектре электронной системы в режиме квантового эффекта Холла возможно также из измерений температурной зависимости диссипативной проводимости, имеющей активационный вид

$$\sigma_{xx}^{min} = \sigma_0 \exp(-\Delta_a/T).$$

В случае экранированного дальнедействующего потенциала энергия активации  $\Delta_a$  есть расстояние от уровня Ферми до уровня перколяции в таком потенциале, которое при нелинейном экранировании совпадает с величиной  $\hbar\omega_c/2$  [14].

Измеренные нами зависимости  $2\Delta_a(H)$  приведены на рис. 5. Удвоенное значение энергии активации линейно зависит от магнитного поля, однако наклон этой зависимости ( $2d\Delta_a/dH = 26$  К/Тл) превышает величину, соответствующую циклотронному расщеплению в GaAs ( $e\hbar/m^*c = 19.5$  К/Тл). Такой же эффект наблюдался, в частности, в работе [19], где соответствующая величина составляла  $2d\Delta_a/dH = 26.5$  К/Тл. В результате в наших измерениях удвоенное значение энергии активации превышает циклотронное расщепление в полях  $H > 1$  Тл.

Из магнитотранспортных измерений на основании формулы для проводимости [8]

$$\sigma_{xx}(n_s) = \sigma_0 \exp\left(-\frac{\Delta_a}{T}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{\mu_s(n_s)}{T}\right)$$

может быть определена и зависимость  $\mu_s(n_s)$ . Как показывают результаты работы [14], эта формула, полученная в модели однородно уширенных уровней Ландау с переходом электронов на порог подвижности, применима и в случае экранированного длиннопериодного потенциала. Экспериментальные зависимости  $\sigma_{xx}(n_s)/\sigma_{xx}^{min}$  для разных температур показаны на вставке к рис. 7б, а полученные на их основе кривые  $\mu_s(n_s)$  приведены на основном рисунке.

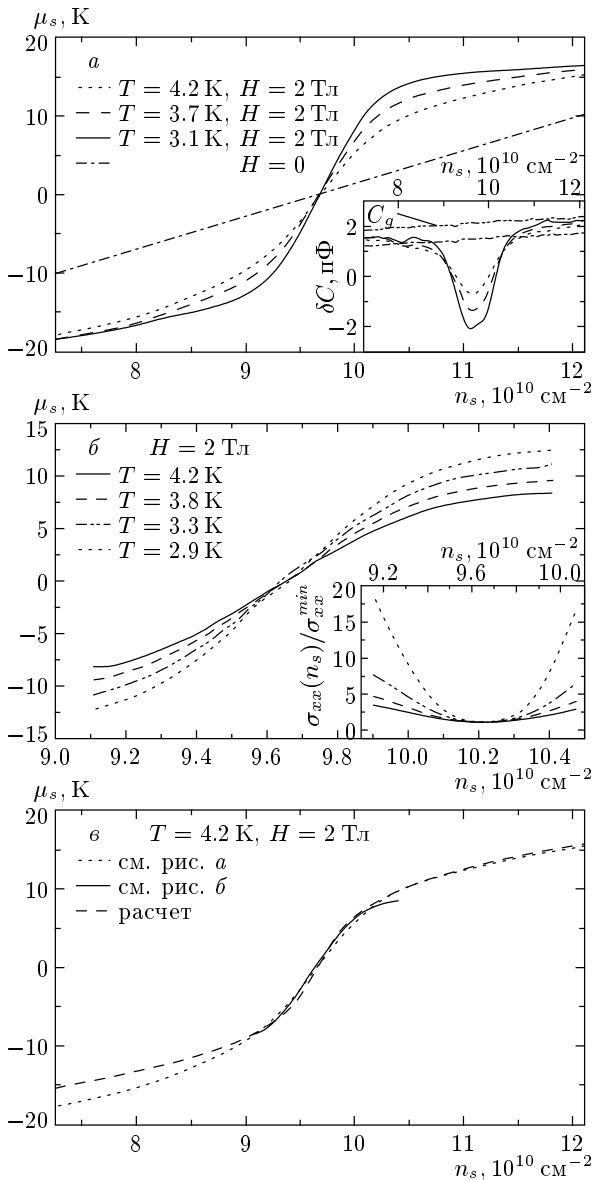
Зависимость  $\mu_s(n_s)$  в магнитном поле может быть определена также из емкостных данных (см. вставку к рис. 7а) путем интегрирования емкости  $C(n_s)$  относительно кривой

$$C_g(n_s) = C(n_s, H = 0) + \frac{\pi\hbar^2 C^2}{m^* S_g e^2}.$$

Результаты интегрирования представлены на рис. 7а. Зависимости  $\mu_s(n_s)$ , полученные из емкостного и магнитотранспортного методов, демонстрируют хорошее согласие между собой, а также с расчетом, сделанным для той же температуры (рис. 7б).

Остановимся в заключение на роли межэлектронного взаимодействия. Выше мы показали, что наши экспериментальные результаты могут быть описаны расчетами, основанными на приближении невзаимодействующих электронов. По-видимому, справедливость этого приближения для описания квантового эффекта Холла на четных факторах заполнения объясняется тем обстоятельством, что вклад межэлектронного взаимодействия в термодинамическую плотность состояний в широкой области факторов заполнения слабо зависит от магнитного поля и определяется в основном плотностью электронов. Такой факт хорошо установлен, в частности,





**Рис. 7.** а) Зависимость  $\mu_s(n_s)$ , определенная интегрированием зависимости  $C(n_s)$  относительно геометрической емкости  $C_g(n_s)$ ; на вставке приведена температурная зависимость емкости в поле  $H = 2$  Тл. б) Зависимость  $\mu_s(n_s)$ , определенная из транспортных измерений. На вставке показана зависимость проводимости  $\sigma_{xx}(n_s)/\sigma_{xx}^{min}$  при разных температурах. в) Сравнение измеренных зависимостей  $\mu_s(n_s)$  с расчетными при температуре  $T = 4.2$  К

для фактора заполнения  $\nu_s = 1/2$  [20], реализующегося в сильных магнитных полях. На него указывает также нулевое значение интеграла [21]

$$\int_{\nu}^{\nu+2} [C(n_s, H) - C(n_s, H = 0)] dn_s$$

в слабых полях, где отсутствуют спиновые расщепления. По-видимому, в силу слабой зависимости межэлектронного взаимодействия от магнитного поля его влияние не проявляется в разности емкостей при четных факторах заполнения и в нулевом поле, а также в разности емкостей при четном и полуполном факторах заполнения. В последнем случае небольшая разница в плотности электронов при соответствующих факторах заполнения, по-видимому, не играет заметной роли. Хорошо известны и случаи отклонения от такого поведения: состояния электронной системы в режиме дробного квантового эффекта Холла и большие значения спиновых расщеплений при малых нечетных факторах заполнения, которые на результаты данной работы не влияли.

Итак, мы показали, что на наших образцах ненулевые значения  $dn_s/d\mu_s$  в щели между уровнями Ландау обусловлены длиннопериодными флуктуациями плотности электронов. Результаты эксперимента в широкой области факторов заполнения согласуются с численными расчетами зависимости  $d\mu_s/dn_s$  для случая узких уровней магнитного квантования с учетом температурной зависимости химического потенциала и его последующего усреднения по концентрации. Это свидетельствует об очень малой величине локальной плотности состояний в щели между уровнями. Показано, что емкостные и транспортные измерения дают одинаковый результат при определении величины  $d\mu_s/dn_s$  в окрестности  $\nu = 2$ .

Авторы благодарны К. Плогу (K. Ploog) и В. Уманскому (V. Umanski) за предоставленные образцы. Работа поддержана грантами INTAS и РФФИ.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *Квантовый эффект Холла*, под ред. С. Пренджа и Г. Гирвина, Мир, Москва (1989).
2. Т. Р. Smith, В. В. Goldberg, P. J. Stiles, and M. Heiblum, Phys. Rev. B **32**, 2696 (1985).
3. В. М. Пудалов, С. Г. Семенчинский, Письма в ЖЭТФ **44**, 526 (1986).
4. В. Т. Долгополов, Н. Б. Житенев, А. А. Шашкин, ЖЭТФ **94** (7), 307 (1988).

5. E. Gornik, R. Lassing, G. Strasser et al. *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1820 (1985).
6. J. P. Eisenstein, H. L. Stormer, V. Narayanamurti et al., *Phys. Rev. Lett.* **55**, 875 (1985).
7. E. Stahl, D. Weiss, G. Weinmann, and K. von Klitzing, *J. Phys. C* **18**, L783 (1985).
8. М. Г. Гаврилов, И. В. Кукушкин, *Письма в ЖЭТФ* **43**, 79 (1986).
9. T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, (1982).
10. K. B. Efetov, *Supersymmetry in Disorder and Chaos*, Cambridge Univ. Press, New York (1997).
11. R. R. Gerharts and V. Gudmundsson, *Phys. Rev. B* **34**, 2999 (1986).
12. F. G. Pikus and A. L. Efros, *Phys. Rev. B* **47**, 16395 (1993).
13. V. S. Khrapai, A. A. Shashkin, and V. T. Dolgoplov, *Phys. Rev. B* **67**, 113305 (2003).
14. A. L. Efros, F. G. Pikus, and V. G. Burnett, *Phys. Rev. B* **47**, 2233 (1993).
15. D. B. Chklovskii, B. I. Shklovskii, and L. I. Glazman, *Phys. Rev. B* **46**, 4026 (1992).
16. J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. B* **50**, 1760 (1994).
17. T. Jungwirth and L. Smrčka, *Phys. Rev. B* **51**, 10181 (1995).
18. С. И. Дорожкин, А. А. Шашкин, Н. Б. Житенев, В. Т. Долгополов, *Письма в ЖЭТФ* **44**, 189 (1986).
19. A. Usher, R. J. Nikolas, J. J. Harris, and C. T. Foxon, *Phys. Rev. B* **41**, 1129 (1990).
20. S. I. Dorozhkin, J. H. Smet, K. von Klitzing et al., *Phys. Rev. B* **63**, 121301 (2001).
21. М. О. Дорохова, *Дисс. ... канд. физ.-матем. наук, ИФТТ, Черногловка* (2000).