

## Нелинейная экранировка, спиновая и циклотронная щели для двумерного электронного газа в GaAs/AlGaAs гетеропереходах

В.Т. Долгополов, А.А. Шашкин,  
А.В. Аристов, Д. Шмерек, В. Хансен,  
Й.П. Коттхаус, М. Холланд

Мы исследовали образцы AlGaAs/GaAs с одиночными гетеропереходами, содержащие кроме металлического затвора на фронтальной поверхности сильнолегированный слой ( $4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ Si}$ ) толщиной 200 Å, находящийся в объеме GaAs. Этот слой оставался хорошо проводящим даже при очень низких температурах и использовался нами как задний электрод. В то время как в обычных гетероструктурах AlGaAs/GaAs двумерный электронный газ (ДЭГ) формируется электронами из легированного слоя AlGaAs-барьера, в наших образцах образование электронного газа подобно случаю Si МОП-транзистора: этот газ получается в результате воздействия поля, индуцированного напряжением смещения  $V_g$  затвора, положительным по отношению к заднему контакту. Схематическое изображение дна зоны проводимости для наших образцов представлено на рис. 1. Блокирующий барьер между затвором и ДЭГ был сформирован с помощью короткопериодической GaAs/AlAs сверхрешетки, покрытой тонким слоем GaAs. Широкий, но невысокий туннельный барьер между задним электродом и ДЭГ создается путем слабого остаточного р-допирования GaAs. Электронный перенос через этот туннельный барьер устанавливает равновесие между задним контактом и ДЭГ.

Модулируя  $V_g$  с помощью малого переменного напряжения, мы измеряли переменный ток, возникающий в образце. Действительная часть этого тока зависит от туннельного сопротивления [1, 2], в то время как его мнимая компонента определяется емкостью структуры.

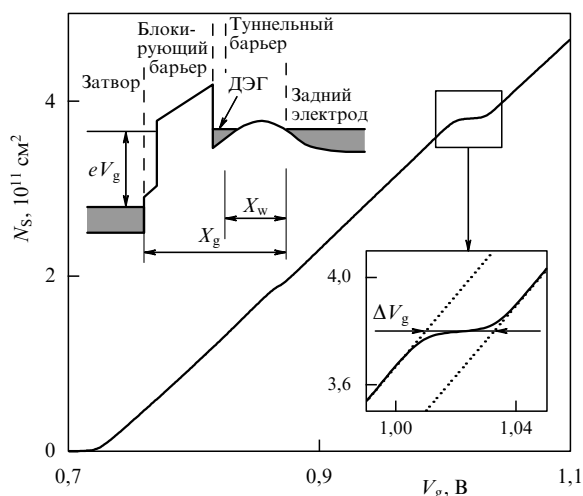


Рис. 1. Электронная плотность в ДЭГ как функция затворного напряжения в магнитном поле  $B = 8 \text{ Тл}$ . Показан способ определения ширины плато. На вставке схематически представлено дно зоны проводимости исследуемого образца.

В отличие от ранних измерений магнито-емкости нам удалось избежать влияния латерального транспорта благодаря наличию заднего электрода, параллельного ДЭГ. От этого электрода электронная система заряжается через туннельный барьер независимо от величины  $\sigma_{xx}$  электронного газа.

В наших экспериментах [3] исследовалась мнимая часть переменного тока в образце как зависимость от затворного напряжения ( $C-V$ -кривые). Мы работали в частотном диапазоне от 100 Гц до 10 кГц в магнитных полях вплоть до 16 Тл и при температурах до 25 мК. Амплитуда переменного напряжения не превышала 1 мВ и соответствовала линейному режиму. Большинство измерений представленных в данной работе были проведены на трех образцах. Площадь затворов была  $9200 \text{ мкм}^2$  и  $870 \text{ мкм}^2$  соответственно.

На рисунке 2 представлены типичные экспериментальные зависимости емкости от затворного напряжения, полученные для образца малой площади. Эти данные регистрировались при температуре  $\approx 25 \text{ мК}$ , при этом мы проверили, что ниже 1 К все кривые  $C(V)$  не зависят от температуры. Уже в слабых магнитных полях эти данные ясно выявляют характерную зависимость сигнала емкости от фактора заполнения: сигнал емкости осциллирует и минимален при целочисленном факторе заполнения, с ростом поля эти осцилляции усиливаются. Такое поведение отражает сильную модуляцию термодинамической плотности состояний (ПС) в магнитном поле.

Для того чтобы преобразовать низкочастотную зависимость  $C_{\text{low}}(V_g)$  в зависимость плотности состояний от затворного напряжения, мы использовали следующую процедуру. Сначала определили высокочастотный предел емкости образца  $C_{\text{high}}(V_g)$  (см. рис. 2). Затем мы определили расстояние  $x_w$  как функцию затворного напряжения с помощью  $C-V$ -кривой при  $B = 1 \text{ Тл}$ , используя следующее соотношение [1]:

$$\frac{2eB}{h} = \frac{\kappa}{e x_w} \int_{\Delta V_{LL}} \frac{C_{\text{low}} - C_{\text{high}}}{C_{\text{high}}} dV_g. \quad (1)$$

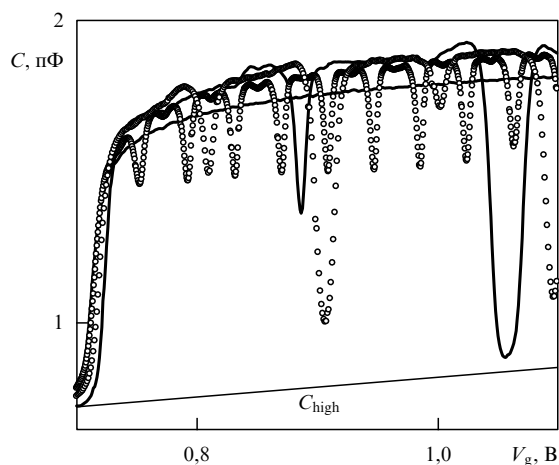


Рис. 2. Экспериментальные зависимости емкости исследуемого малоразмерного образца от напряжения элемента для различных магнитных полей:  $B = 0$  (сплошная линия), 1 Тл (светлые точки), 5 Тл (темные точки), 9 Тл (жирная линия). Также показана зависимость высокочастотной емкости  $C_{\text{high}}(V_g)$ .

Зависимость  $x_g(V_g)$  была найдена по  $C-V$ -кривой при отсутствии магнитного поля. Наконец, используя уравнение

$$\frac{C_{\text{low}} - C_{\text{high}}}{C_{\text{high}}} = \frac{e^2 D^* x_w^2}{e^2 D^* x_w (x_g - x_w) + \kappa x_g}, \quad (2)$$

мы получили зависимость  $D^*(V_g)$ .

С помощью экспериментальных кривых, приведенных на рис. 2, мы также определили электронную плотность  $N_s$  в ДЭГ как функцию затворного напряжения  $V_g$  (см. рис. 1):

$$dN_s = dV_g \frac{x_g}{x_w} \frac{C_{\text{low}} - C_{\text{high}}}{Ae}, \quad (3)$$

где  $A$  — площадь образца. Таким образом, используя экспериментальные данные, мы получили зависимости электронной плотности  $N_s(V_g)$  и термодинамической плотности состояний  $D^*(V_g)$  для каждой величины магнитного поля  $B$ .

Эти данные мы преобразовали в зависимости термодинамической плотности состояний и ширины уровня  $\Gamma$  от энергии Ферми (рис. 3).

Оказывается, что зависимости  $\Gamma(E_F)$ , полученные в разных магнитных полях схожи: часть кривой, соответствующей слабому полю  $B_1$ , может быть получена путем сдвига кривой в более сильном поле  $B_2$  на энергию  $[\hbar\omega_c(B_2) - \hbar\omega_c(B_1)]/2$  (см. штриховые кривые на рис. 3). Это означает, что в широком диапазоне магнитных полей ширина уровня  $\Gamma$  имеет одинаковую зависимость от энергии Ферми, отсчитываемой от центра уровня Ландау (при этом получено, что величины  $\Gamma$  велики по сравнению с ожидаемой величиной спинового расщепления при  $\nu \approx 2$ ). Мы нашли, что в двойном логарифмическом масштабе часть кривой  $\Gamma(E_F < 0)$  как функция

$E_F + \hbar\omega_c/2$  хорошо аппроксимируется прямой линией. Учитывая симметрию кривых  $\Gamma$ , мы пришли к выводу, что в широком диапазоне энергий (за исключением окрестности  $E_F = 0$ ) ширина уровня следует степенной зависимости

$$\Gamma(E_F) = \alpha \left| E_F \pm \frac{\hbar\omega_c}{2} \right|^\gamma \quad (4)$$

с показателем степени  $\gamma = 0,79$ . Интересно также отметить, что в чуть более узком интервале энергий поведение обратной термодинамической плотности состояний также может быть описано степенной зависимостью

$$\frac{1}{D^*(E_F)} \propto \left| E_F \pm \frac{\hbar\omega_c}{2} \right|^{\gamma_D} \quad (5)$$

с показателем степени  $\gamma_D = 1,86$ , который приблизительно в два раза больше, чем  $\gamma$ . Более того, мы нашли, что соотношение

$$[D^*(E_F)]^{-1} \propto \Gamma^2(E_F) \quad (6)$$

выполняется с достаточно высокой точностью при всех исследованных  $E_F$ , кроме энергий близких к центру уровня Ландау. В частности, оно остается верным вблизи середины между уровнями Ландау, где оба эти уровня дают одинаковый вклад в величину ПС.

Интересно, что полученный показатель степени  $\gamma \approx 0,8$  не слишком отличается от широко используемой величины 0,5, соответствующей  $\Gamma \propto B^{1/2}$ . Эта разница приводит к существенному изменению поведения  $D$  от экспоненциального к степенному.

Эффекты экранировки в сильных магнитных полях рассматривались с теоретической точки зрения в ряде работ [4–6, 8]. Фактически можно выделить два основных теоретических подхода: 1) расчет  $\Gamma(E_F)$  и  $D(E_F)$  в самосогласованном приближении Борна с учетом экранировки [4–6]; 2) качественная модель "пороговой экранировки" [7], которая предполагает, что для длинно-периодного экранированного потенциала уровень Ферми находится на самом краю флуктуаций уровня Ландау, т.е.

$$\Gamma(E_F) \approx \left| E_F \pm \frac{\hbar\omega_c}{2} \right|. \quad (7)$$

Здесь  $E_F$  опять отсчитывается от центра щели и учитывается только ближайший уровень Ландау. В случае однородного распределения заряженных центров в области, окружающей ДЭГ, эта модель дает следующую оценку термодинамической ПС [7]

$$D^*(E_F) \approx \frac{e^2 N}{4\pi\kappa\Gamma^2(E_F)}, \quad (8)$$

где  $N$  — объемная концентрация заряженных примесей. Это соотношение хорошо соответствует нашим экспериментальным данным (6). Используя соотношение (8), мы получили из этих данных разумную оценку  $N \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

Легко показать, что самосогласованное приближение Борна, используемое в некоторых численных исследованиях [4–6], содержит уравнение (8) в неявном виде.

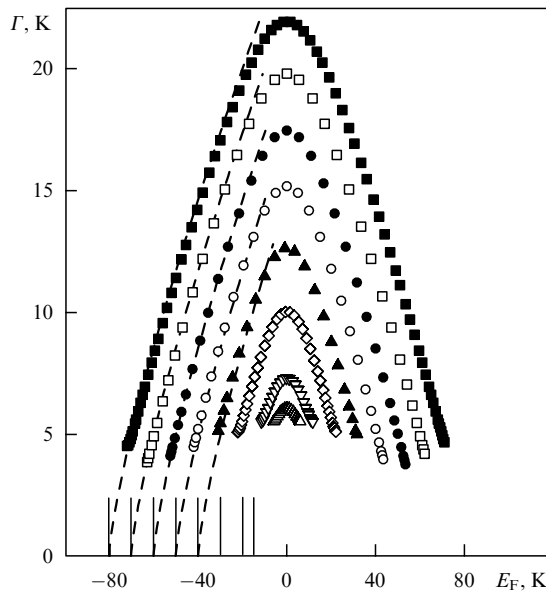
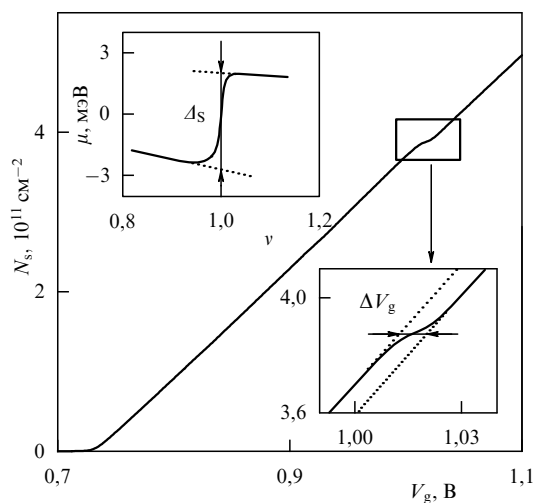


Рис. 3. Ширина уровня  $\Gamma$  как функция энергии Ферми при  $\nu \approx 2$  для различных магнитных полей: 1,5 Тл ( $\Delta$ ), 2 Тл ( $\nabla$ ), 3 Тл ( $\diamond$ ), 4 Тл ( $\blacktriangle$ ), 5 Тл ( $\circ$ ), 6 Тл ( $\bullet$ ), 7 Тл ( $\square$ ), 8 Тл ( $\blacksquare$ ). Вертикальные линии определяют положение центра нижнего уровня Ландау  $E_F = -\hbar\omega_c/2$ . Штриховые линии представляют аппроксимацию с помощью уравнения (4) при  $\alpha = 0,82$  и  $\gamma = 0,79$ .

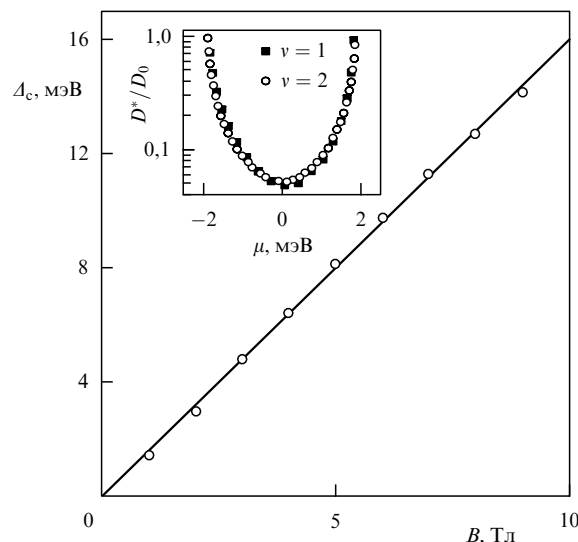
Экспериментальный метод, примененный нами в этой работе для определения величины спиновой щели основывается на измерении электронной плотности  $N_s$  двумерного электронного газа в квантующем магнитном поле как функции затворного напряжения [9]. На рисунке 1 представлены соответствующие данные, которые были получены из наших измерений емкости. При напряжениях  $V_g = 0,87$  В и  $V_g = 1,02$  В различимы плато-подобные структуры, которые отражают уменьшенную плотность состояний в спиновой и циклотронной щелях соответственно: когда уровень Ферми находится в щели энергетического спектра, ДЭГ не экранирует добавочное электрическое поле и в результате на зависимости  $N_s(V_g)$  возникает плато. Ширину этого плато можно определить путем линейной экстраполяции зависимости  $N_s(V_g)$ , как это показано на второй вставке рис. 1, 4. Если плотность состояний в центре уровней Ландау достаточно высока, эти экстраполированные прямые линии кривых с хорошей точностью соответствуют геометрической емкости, определяемой расстоянием между затвором и ДЭГ. Если задний контакт и ДЭГ находятся в равновесии, ширина плато соответствует скачку химического потенциала между центрами соседних уровней Ландау:

$$\Delta V_g = \frac{x_g}{x_w} \frac{\Delta \mu}{e}. \quad (9)$$

На рисунке 5 скачок химического потенциала для циклотронной щели при  $\nu = 2$  представлен как функция магнитного поля. С учетом расщепления Зеемана эта линейная зависимость соответствует эффективной массе  $0,071m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона), что очень близко к значению  $0,070m_0$ , полученному в экспериментах по циклотронному резонансу на аналогичных образцах [10]. Предполагая, что отклонения данных от линейной зависимости на рис. 5 обусловлены экспериментальным разбросом, мы можем оценить точность определения спиновой щели с помощью той же самой процедуры (рис. 4). В диапазоне скачков химического



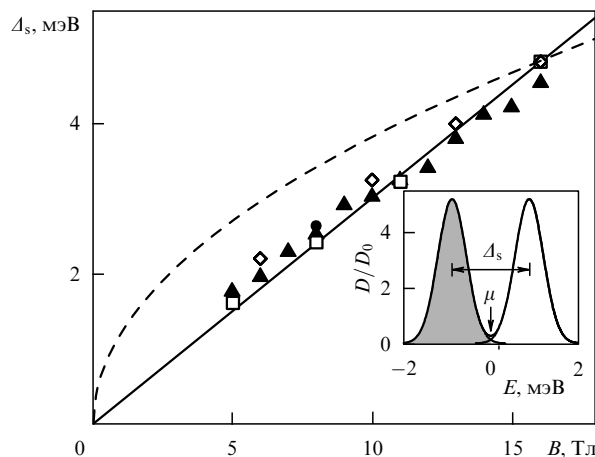
**Рис. 4.** Зависимость электронной плотности от затворного напряжения при  $B = 16$  Тл. Область плато при  $\nu = 1$  представлена в увеличенном масштабе. На вставке — соответствующий скачок химического потенциала, рассчитанный из данных о термодинамической плотности состояний.



**Рис. 5.** Зависимость циклотронной щели от магнитного поля при  $\nu = 2$ . На вставке: сравнение поведения термодинамической плотности состояний для спиновой щели при  $B = 16$  Тл и для циклотронной щели при  $B = 3$  Тл.

потенциала от 1,7 до 14 мэВ наша процедура дает точность выше 10 % при определении щелей в спектре.

На рисунке 6 показана зависимость ширины спиновой щели от магнитного поля. Диапазон используемых магнитных полей выбран так, чтобы величина спиновой щели находилась внутри вышеуказанного интервала энергий. К нашему удивлению, эти данные очень хорошо описываются *линейной* зависимостью ширины щели от магнитного поля.



**Рис. 6.** Зависимость спиновой щели от магнитного поля при  $\nu = 1$ . Ширина щели рассчитана на основе данных по ширине плато (треугольники), данных о термодинамической плотности состояний (ромбы) и по сравнению данных о термодинамической плотности состояний в циклотронной и спиновой щелях (квадраты). Кругами также показаны значения спиновой щели, полученные из оптических экспериментов [13]. Сплошная линия соответствует эффективному фактору Ланде  $g \approx 5,2$ . Для сравнения штриховой линией представлена корневая зависимость, полученная из простых теоретических оценок, игнорирующих численный фактор. Вставка показывает профиль плотности состояний для спиновых подуровней при  $\nu = 1$  в магнитном поле 5 Тл.

На рисунке 6 сравниваются данные, полученные с помощью этой методики, с результатами двух других альтернативных методов для определения скачка химического потенциала при факторе заполнения  $\nu = 1$ . С помощью первого метода, использованного в работе [11], мы определяли из экспериментальных данных зависимость термодинамической плотности состояний от  $N_s$  [3] и затем рассчитали химический потенциал как функцию фактора заполнения. Соответствующий результат для  $B = 16$  Тл представлен на вставке к рис. 4. Линейная экстраполяция зависимости  $\mu(\nu)$  при  $\nu < 1$  и  $\nu > 1$  определяет скачок химического потенциала. Заметим, что этот метод менее точен. Во-первых, он требует проведения экстраполяции в большем интервале для фактора заполнения. Во-вторых, скачок  $\Delta\mu$  гораздо более чувствителен к величине  $x_g$ , и в-третьих, точный закон экстраполяции неизвестен<sup>1</sup>. Во втором методе мы использовали эмпирическую процедуру, чтобы определить ширину спиновой щели. При этом термодинамическая плотность состояний  $D^*(\mu)$  при  $\nu \approx 1$  сравнивалась с  $D^*(\mu)$  при  $\nu \approx 2$  для разных магнитных полей. Если эти поля выбраны так, что ширины щелей одинаковы, можно ожидать, что зависимости  $D^*(\mu)$  будут совпадать. Пример приведен на вставке к рис. 5. Как видно на рис. 6, экспериментальные точки, полученные с помощью этих трех методов, близки к линейной зависимости, соответствующей постоянному фактору Ланде  $g \approx 5,2$ . В пределах экспериментальной точности такое поведение не может быть описано с помощью корневой зависимости, представленной штриховой линией на рис. 6.

Полученная линейная зависимость ширины спиновой щели от магнитного поля очень похожа на зависимость, полученную при исследовании энергии активации [12]. Согласно работе [12], энергия активации для  $\nu = 1$  приблизительно линейно изменяется с увеличением магнитного поля от 1,2 до 8 Тл. Соответствующий  $g$ -фактор порядка 7, что существенно больше, чем значения, полученные нами. Эта разница, по-видимому, обусловлена особенностями метода измерений активационной энергии, потому что при  $\nu = 2$  измеренная ширина щели также превышает циклотронное расщепление  $\hbar\omega_c$  на 40 %. Поскольку из теории следует, что ширина щели, полученная с помощью метода измерений активационной энергии, из-за беспорядка может быть только меньше щели в спектре, действительную причину этого расхождения еще предстоит найти. Заметим, что оптические исследования дают значения спиновой щели при факторе заполнения  $\nu = 1$  и для циклотронной щели при  $\nu = 2,4$  [13], которые согласуются с нашими результатами.

Простая оценка кулоновской обменной энергии  $e^2/\kappa l$  ( $l$  — магнитная длина) дает величину на порядок большую, чем экспериментально определенное значение ширины спиновой щели. Два физических механизма могут приводить к уменьшению обменной энергии: ненулевая толщина ДЭГ и уширение квантовых уровней, обусловленное беспорядком. Используя ширину ДЭГ и ширину уровня как подгоночные параметры,

авторам работы [14] удалось описать зависимость спиновой щели от магнитного поля [12]. В нашем случае, зная плотность состояний, мы легко нашли ширину и перекрытие квантовых уровней [3]. Поведение плотности состояний  $D(E)$  при  $\nu = 1$  для наиболее слабого использованного магнитного поля  $B = 5$  Тл показано на вставке к рис. 6. Видно, что поправки к обменной энергии, обусловленные перекрытием уровней, не превышают 1 % при  $B \geq 5$  Тл. Что же касается конечной ширины ДЭГ, она существенно уменьшает обменную энергию при сильных магнитных полях, но этот эффект незначителен в пределе слабых полей. Следовательно, этот механизм не может привести к увеличению показателя степени теоретической корневой зависимости  $\Delta_s(B)$ . Очевидно, подход [14] не объясняет наши экспериментальные данные в сильных магнитных полях.

Согласно недавно развитой модели [15, 16], изменения спектра возбуждения, вызванные скирмионами, при нечетных целочисленных факторах заполнения приводят к существенному изменению зависимости  $\Delta_s$  от магнитного поля в области, где энергии Зеемана и Кулона сравнимы. Измерения энергии активации в наклонных магнитных полях [17] свидетельствуют, что изменение ширины спиновой щели, связанное со скирмионными эффектами, меньше, чем 10 %, если  $g\mu_B B/(e^2/\kappa l) \geq 0,015$ . Используя это условие, мы сделали вывод, что в наших экспериментах скирмионным эффектом можно пренебречь при  $B \geq 5$  Тл.

По нашему мнению, неспособность теории объяснить полученные данные вызвана тем, что многочастичные эффекты очень чувствительны к корреляциям беспорядка, который присутствует в реальных системах. Таким образом, требуется теоретическая модель, учитывающая эффекты разупорядочения.

Работа была частично поддержана фондом Фольксваген (грант I/71162), программой "Наноструктуры" Министерства науки России и Российским фондом фундаментальных исследований (проект 97-02-16829).

## Список литературы

1. Ashoori R C, Silsbee R H *Solid State Commun.* **81** 821 (1992); Ashoori R C, Ph D Thesis (New York: Cornell University, 1992)
2. Dolgoplov V T et al. *Phys. Rev. B* **51** 7958 (1995)
3. Dolgoplov V T et al. *Phys. Low-Dim. Struct.* **6** 1 (1996)
4. Ando T, Murayama Y *J. Phys. Soc. Jpn.* **54** 1519 (1985)
5. Cai W, Ting C S *Phys. Rev. B* **33** 3967 (1986)
6. Xie X C, Li O P, Das Sarma S *Phys. Rev. B* **42** 7132 (1990)
7. Шкловский Б И, Эфрос А Л *Письма в ЖЭТФ* **44** 520 (1986)
8. Кукушкин И В, Мешков С В, Тимофеев В Б *УФН* **155** 219 (1988)
9. Dolgoplov V T et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 729 (1997)
10. Drexler H et al. *Semicond. Sci. Technol.* **7** 1008 (1992)
11. Eisenstein J P, Pfeiffer L N, West K W *Phys. Rev. B* **50** 1760 (1994)
12. Usher A et al. *Phys. Rev. B* **41** 1129 (1990)
13. Kukushkin I V, Timofeev V B *Adv. Phys.* **45** 147 (1996)
14. Smith A P, MacDonald A H, Gumbs G *Phys. Rev. B* **45** 8829 (1992)
15. Sondhi S L et al. *Phys. Rev. B* **47** 16419 (1993)
16. Fertig H A et al. *Phys. Rev. B* **50** 11018 (1994)
17. Schmeller A et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 4290 (1995)

<sup>1</sup> Для того чтобы решить подобную задачу со скачком химического потенциала при дробном факторе заполнения, в работе [11] был введен дополнительный подгоночный параметр (ширина гауссова распределения электронной плотности).