

## Универсальная связь между холловской проводимостью и величиной затухания краевых магнитоплазменных резонансов

М. Н. Ханнанов, В. А. Ковальский<sup>1)</sup>, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев, Ю. Смет\*, К. фон Клитцинг\*

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

\*Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, 70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 26 июля 2006 г.

Методом оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения исследованы спектры краевых магнитоплазменных возбуждений в двумерных (2D) электронных дисках. На образцах с большой концентрацией 2D электронов обнаружено, что магнитодисперсия краевого магнитоплазмона (КМП) плохо описывается существующими теоретическими моделями. Исследование зависимости ширины линий резонансного микроволнового поглощения от магнитного поля для образцов с различными концентрациями 2D электронов позволило установить универсальную пропорциональность обратной ширины основной моды КМП величине холловского сопротивления 2D электронов.

PACS: 71.35.Cc, 78.66.Fd

За последние три десятилетия значительный интерес был проявлен к изучению физики низкоразмерных электронных систем, ограниченных определенной геометрией, таких как диски, кольца, полоски. Во многом этот интерес был связан с обнаружением в таких системах нового типа коллективных возбуждений зарядовой плотности – краевых магнитоплазмов (КМП), распространяющихся вдоль границы исследуемой системы и локализуемых у этой границы в больших магнитных полях. Характерными особенностями КМП являются уменьшение скорости распространения этих волн вдоль края системы с ростом магнитного поля, а также слабое затухание этих мод, падающее с увеличением магнитного поля. Исследованию этих свойств КМП были посвящены многочисленные экспериментальные [1–4] и теоретические работы [5–7]. Большинство измерений по определению ширины магнитоплазменных резонансов [8–10] проводилось на полупроводниковых гетероструктурах в условиях квантового эффекта Холла (КЭХ) с использованием методики проходного резонатора [11]. Магнитодисперсия (зависимость резонансной частоты от магнитного поля) и затухание КМП в больших полях исследовались также в работе [12] на одиночном электронном 2D диске, где регистрировалось прохождение пикосекундных импульсов напряжения через образец. По изменению амплитуды прошедшего сигнала определялось затухание волнового пакета, бегущего по краю образца, что, однако, не давало прямого измерения затухания основной

моды КМП из-за возможного присутствия в волновом пакете более высоких по энергии гармоник. Согласно работам [10, 12], затухание КМП в режиме КЭХ определяется диагональной проводимостью  $\sigma_{xx}$ , что противоречит теоретическим результатам, полученным в пределе резкого края полубесконечной 2D системы [6]. В отличие от [10, 12], в [6] предсказывается линейная зависимость ширины линии резонансного поглощения КМП от холловской проводимости  $\sigma_{xy}$  в низкочастотном пределе  $\omega\tau^* \ll 1$  ( $\tau^*$  – время упругой релаксации электронов). До настоящего времени не предпринималось никаких попыток измерить затухание плазмонов в высокочастотном пределе ( $\omega\tau^* \gg 1$ ) и изучить, как меняется магнитодисперсия и затухание плазменных мод при понижении частоты.

Целью данной работы является детальное исследование магнитодисперсии краевых плазменных возбуждений и затухания этих мод при изменении магнитного поля от нуля до режима КЭХ в широком диапазоне частот микроволновых возбуждений, позволяющем проследить переход от высокочастотного предела ( $\omega\tau^* \gg 1$ ) к низкочастотному ( $\omega\tau^* \ll 1$ ).

Исследования проводились на квантовых ямах GaAs/AlGaAs *n*-типа с электронной плотностью от  $0.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  до  $6.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Подвижность  $\mu$  для разных образцов составляла от 2 до  $8 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ . На всех структурах с помощью фотолитографии были изготовлены мезы в форме диска с диаметром  $d = 1 \text{ мм}$ . Для измерения спектров размерного магнитоплазменного резонанса использовался метод оптического детектирования микроволнового по-

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

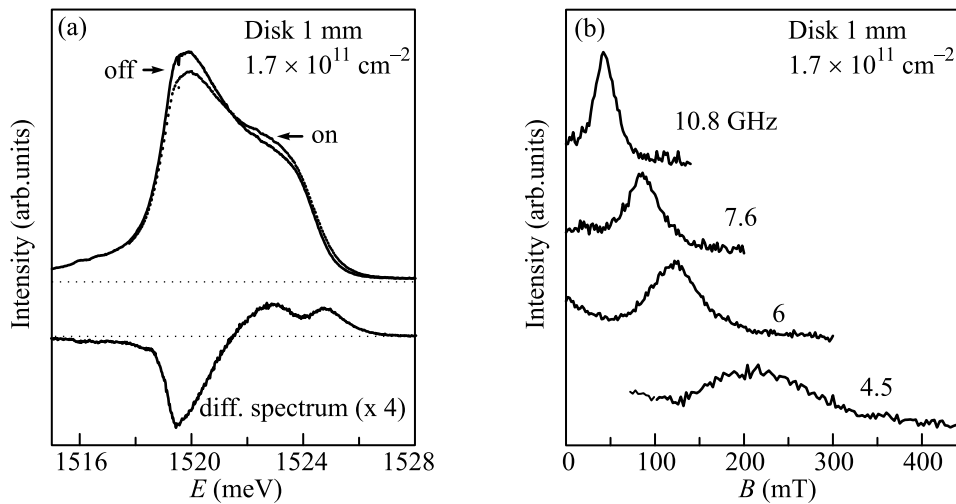


Рис. 1. (а) Спектры люминесценции (вверху) и дифференциальный по СВЧ мощности спектр излучения двумерных электронов (внизу), измеренные в диске диаметром  $d = 1$  мм в резонансном магнитном поле  $B = 130$  мТл при микроволновом возбуждении с частотой 6 ГГц. Пунктирной линией показано изменение спектра люминесценции при резонансном поглощении СВЧ мощности. Концентрация двумерных электронов  $1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . (б) Типичные магнитопольевые зависимости резонансного поглощения, измеренные в той же структуре, для различных частот микроволнового излучения

глощения, обладающий высокой чувствительностью [13, 14]. В эксперименте сравнивались спектры рекомбинационного излучения двумерных электронов, измеренные в условиях облучения СВЧ и без него, при температуре 1.5–4.2 К и частотах микроволнового возбуждения от 0.6 до 50 ГГц. Для фотовозбуждения использовался стабилизированный полупроводниковый лазер с длиной волны 750 нм и мощностью приблизительно 0.1 мВт. Свет от лазера подводился к образцу посредством оптического кварцевого световода, расположенного таким образом, чтобы обеспечить равномерное освещение поверхности исследуемой структуры. С помощью этого же световода осуществлялся сбор сигнала фотолюминесценции двумерных электронов, который затем регистрировался высокочувствительным CCD детектором и анализировался с помощью двойного спектрометра со спектральным разрешением 0.03 мэВ. Передача микроволнового излучения от генератора к образцу происходила либо по СВЧ тракту, либо по коаксиальному СВЧ кабелю, который оканчивался излучающей дипольной антенной.

В верхней части рис. 1а показаны спектры излучательной рекомбинации 2D электронов, измеренные в диске диаметром 1 мм с концентрацией  $1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  в отсутствие СВЧ (сплошная линия) и с включенной СВЧ (пунктирная линия). В нижней части рисунка представлена разность этих двух спектров люминесценции (дифференциальный по СВЧ мощности спектр). Измерения выполнены при  $T = 4.2$  К в усло-

виях резонансного поглощения (частота  $f = 6$  ГГц, магнитное поле  $B = 130$  мТл). В результате поглощения СВЧ мощности происходит разогрев электронной системы и, как следствие, изменение формы линии рекомбинационного излучения. Абсолютная величина полученного разностного сигнала интегрировалась по всему спектру рекомбинационного излучения, и определенная таким образом интегральная интенсивность дифференциального спектра служила мерой интенсивности микроволнового поглощения. Исследовались зависимости этой величины от магнитного поля при различных частотах микроволнового возбуждения. Типичные спектры резонансного поглощения для этого же образца, полученные в результате развертки магнитного поля при фиксированной частоте СВЧ, представлены на рис. 1б. Наблюдаемые резонансы в спектрах поглощения относятся к основной нижней моде магнитоплазменных возбуждений, обладающей отрицательной магнитодисперсией и демонстрирующей краевой характер в больших полях. Зависимость измеренного таким способом резонансного магнитного поля от частоты микроволнового излучения позволяет построить магнитодисперсию плазменных мод, а также исследовать затухание этих мод, определяемое из ширины линии резонансного поглощения.

На рис. 2 показаны зависимости резонансной частоты от магнитного поля, измеренные в дисках с различными размерами и концентрациями 2D электронов. Наряду с верхней резонансной ветвью, от-

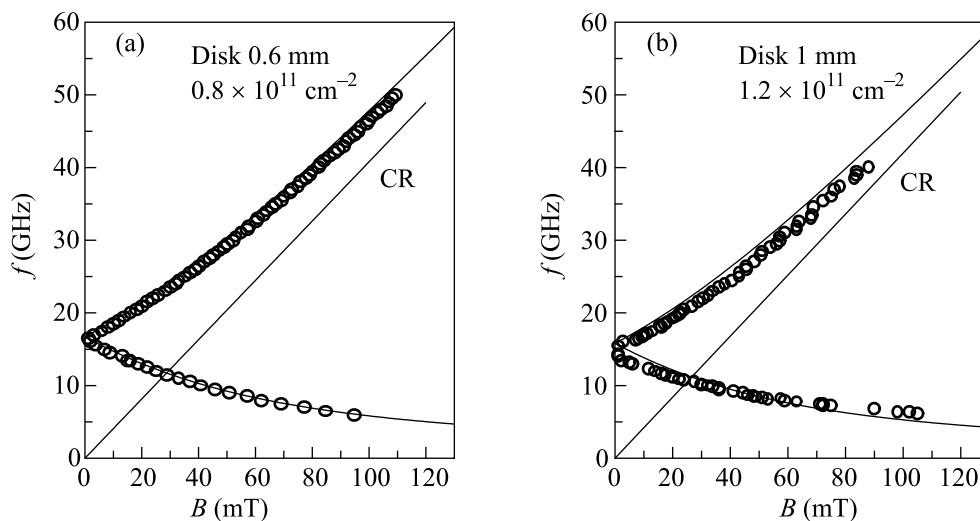


Рис.2. Магнитополевые зависимости резонансных плазменных частот, измеренные в дисках с различными диаметрами  $d$  и концентрациями двумерных электронов  $n_s$ :  $d = 0.6$  мм,  $n_s = 0.8 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$  (а);  $d = 1$  мм,  $n_s = 1.2 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$  (б). Сплошной линией показана теоретическая зависимость (1)

вещающей объемному магнитоплазмону с частотой, асимптотически стремящейся к циклотронной в пределе бесконечного поля, в диске наблюдается нижняя ветвь краевого магнитоплазмона, частота которого уменьшается с ростом магнитного поля. Резонансные частоты этих мод зависят как от концентрации двумерных электронов, так и от диаметров дисков, что является результатом смешивания плазменной и циклотронной мод из-за ограниченности размеров образцов. Для мезы, имеющей форму диска с диаметром  $d$ , частоты верхней и нижней магнитоплазменных ветвей описываются следующим выражением [1]:

$$\omega_{\pm} = \pm \frac{\omega_{CR}}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_{CR}}{2}\right)^2}, \quad (1)$$

где  $\omega_{CR} = eB/cm^*$  – циклотронная частота, а  $\omega_p$  – частота плазменных колебаний в диске в нулевом магнитном поле, которая в отсутствие эффектов запаздывания имеет вид [13]

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \epsilon_{\text{eff}}} q, \quad (2)$$

где  $\epsilon_{\text{eff}}$  – среднее значение диэлектрических постоянных вакуума и GaAs,  $m^*$  – эффективная масса электронов,  $q = 2.4/d$  – волновой вектор КМП [13]. Приведенные зависимости хорошо описывают поведение магнитоплазменных мод в малых полях в диске с диаметром 0.6 мм и концентрацией  $0.8 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$  (рис.2а). С увеличением концентрации 2D электронов и размера диска существенную роль начинают играть эффекты запаздывания, связанные с тем, что

скорость плазмона становится сравнимой со скоростью света [13]. Для диска с электронной плотностью  $1.2 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$  и диаметром 1 мм (рис.2б) запаздывание приводит к тому, что в нулевом поле плазменные моды начинаются ниже плазменной частоты (2) и наклон  $d\omega/d\omega_c$  при  $B \rightarrow 0$  меньше стандартного значения  $1/2$ , полученного из формулы (1). С ростом магнитного поля и уменьшением частоты и скорости нижней моды происходит ослабление влияния эффектов запаздывания, и, как следствие, можно ожидать, что теоретическая кривая (1) начнет хорошо описывать экспериментальные точки в больших полях. На рис.3 представлены магнитополевые зависимости резонансных мод КМП, измеренные вплоть до 0.8 Тл для дисков с диаметром 1 мм и концентрациями  $1.45 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$  и  $1.85 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ . Как видно из этого рисунка, теоретическая кривая (1) проходит ниже соответствующей экспериментальной зависимости и пересекает ее приблизительно в 0.6 Тл (рис.3а). Подобное расхождение между экспериментом и теорией может быть вызвано тем, что формула (1) была получена в рамках модели сплюсненного эллипсоида [1, 15], в то время как в рассматриваемых дисках распределение равновесной плотности однородно вплоть до самых границ, а затем быстро убывает в обедненном слое с характерным размером несколько микрометров. На рис.3 пунктирными линиями также показаны теоретические зависимости КМП, вычисленные для модели резкого края полубесконечной 2D системы [6] в низкочастотном пределе  $\omega\tau^* \ll 1$  (см. формулу (47) в работе [6]). Благодаря присутствию в теоретической формуле логарифмического члена, за-

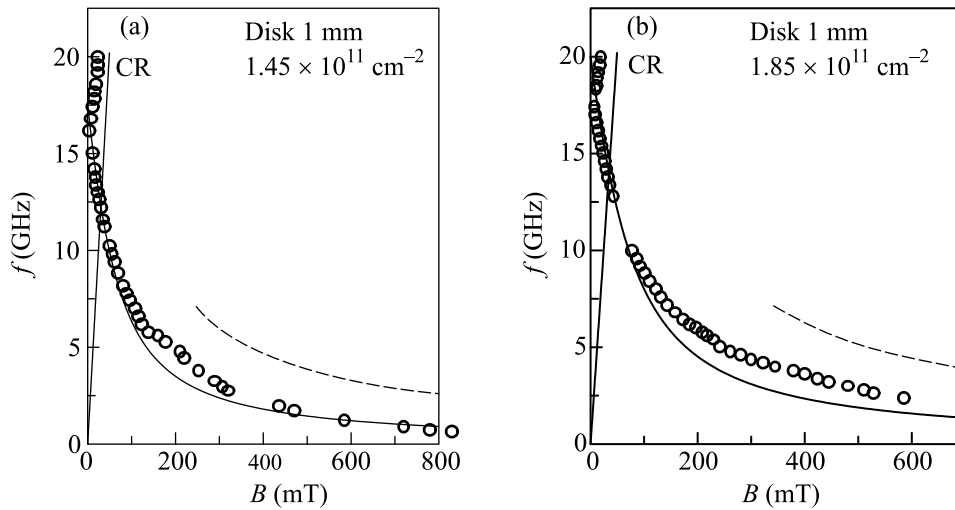


Рис.3. Магнитолевые зависимости резонансных плазменных частот, измеренные в дисках с одинаковым диаметром  $d = 1$  мм и различными плотностями двумерных электронов  $n_s = 1.45 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (а) и  $n_s = 1.85 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (б). Сплошной линией показана теоретическая зависимость (1). Пунктирной линией обозначена теоретическая зависимость, вычисленная в низкочастотном пределе  $\omega\tau^* \ll 1$  в работе [6]

висящего от магнитного поля [6], эти кривые слабее убывают с ростом поля по сравнению как с формулой (1), так и с экспериментальными результатами, что видно из рис.3. Кроме того, эти теоретические зависимости проходят выше экспериментальных точек в отличие от данных, полученных с помощью формулы (1). Такое несогласие между экспериментом и теорией [1, 6] требует дальнейшего рассмотрения вопроса о частотной зависимости КМП в больших полях в рамках других теоретических моделей.

Предпосылкой к измерению ширины резонансных линий КМП в дисках явилась работа [16], в которой исследовалось затухание 1D плазмона в одиночных электронных полосках и было обнаружено, что ширина линии резонансного поглощения  $\gamma$  обратно пропорциональна магнитному полю. Методика, примененная в настоящей работе, не позволяла разворачивать частоту микроволнового излучения при фиксированном магнитном поле и напрямую измерять зависимость  $\gamma(B)$ . Вместо этого, из спектров поглощения (рис.1b) определялась ширина резонансной линии в единицах магнитного поля  $\gamma_B$  и это значение умножалось на абсолютную величину наклона магнитодисперсии  $|df/dB|$  в соответствующем резонансном поле, вычисленную из экспериментальных кривых на рис.2,3. На рис.4 представлена сводная зависимость величины  $1/\gamma$  от холловского сопротивления  $\rho_{xy} = B/enc$ , измеренная для дисков диаметром 1 мм с различными концентрациями и подвижностями 2D электронов. Плотность и подвижность электронов в 2D структурах изменялась в диапазонах  $1.4 - 6.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $2 - 8 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ , соответ-

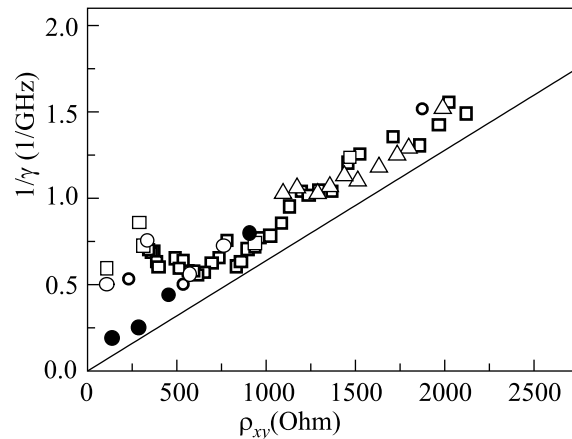


Рис.4. Сводная зависимость обратной ширины нижней магнитоплазменной моды  $1/\gamma$  от  $\rho_{xy} = B/enc$ . Символами обозначены экспериментальные данные, полученные для образцов с различными значениями подвижностей и концентраций. Плотность и подвижность электронов в этих структурах изменялась в диапазонах  $1.4 - 6.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $2 - 8 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ , соответственно. Сплошной линией обозначена теоретическая зависимость (3)

ственно. В слабых магнитных полях при  $B \rightarrow 0$  ширина линии КМП сильно варьировалась в различных образцах и зависела от подвижности электронов и толщины спейсера. Совершенно другая ситуация наблюдается в пределе сильных магнитных полей, где, несмотря на разницу в значениях  $\gamma(0)$ , ширина резонансных линий КМП во всех структурах стремится к одной универсальной величине, определяемой холловской проводимостью  $\sigma_{xy}$ . Такой результат пред-

сказывает теория [6], согласно которой затухание КМП в пределе  $\omega\tau^* \ll 1$  описывается выражением

$$\gamma = \pi q \sigma_{xy} / \epsilon_{\text{eff}}, \quad (3)$$

где  $\epsilon_{\text{eff}}$  – средняя диэлектрическая проницаемость вакуума и GaAs,  $q = 2.4/d$  – волновой вектор основной моды КМП [13]. Как видно из рис.4, теоретическая зависимость (3), показанная сплошной линией, неплохо согласуется с экспериментальными значениями обратной ширины линии поглощения КМП для разных структур в больших полях. Этот результат противоречит экспериментальным данным, полученным в работах [10, 12], согласно которым затухание КМП определяется диагональной проводимостью  $\sigma_{xx}$ . Отметим, что обнаруженная нами универсальная связь между шириной линии резонансного микроволнового поглощения КМП и холловской проводимостью наблюдается вплоть до достаточно сильных магнитных полей  $B = 1$  Тл, что позволяет при  $T = 1-2$  К достигать режима квантования холловского сопротивления. В этой связи возникает принципиальная возможность исследовать проявление квантования холловской проводимости по квантованию ширины КМП резонансов. Такие исследования могут дать ответ о причине квантования холловского сопротивления и разделить объемный и краевой вклады в КЭХ. Кроме того, поскольку в режиме КЭХ вблизи края образца возникают несжимаемые квантовые полоски, число которых определяется фактором заполнения [17], то мы надеемся исследовать в режиме КЭХ проявление этих несжимаемых полосок в спектрах КМП. Интересной выглядит также перспектива изучения температурной зависимости частоты КМП в условиях КЭХ в связи с возможностью измерения величины энергетической щели  $\delta$  из температурной зависимости. Действительно, согласно работе [6], в низкочастотном пределе  $\omega\tau^* \ll 1$  в режиме КЭХ частота КМП обратно пропорциональна температуре с коэффициентом, зависящим как от квантованных значений холловской проводимости, так и от величины энергетической щели  $\delta$ :

$$\omega(q) \sim \frac{2q\sigma_{xy}}{\epsilon_{\text{eff}}} \ln \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}} \sim \frac{\delta}{T}, \quad (4)$$

где величина  $\sigma_{xx}$  экспоненциально зависит от электронной температуры  $T$  в режиме КЭХ. При условии надежного измерения волнового вектора  $q$  и резонансной частоты КМП из этого выражения можно определить значение  $\delta$ .

Таким образом, в настоящей работе нами исследовались краевые магнитоплазменные моды в спектрах резонансных поглощений, измеренных для дисков с различными подвижностями и концентрациями 2D электронов. Качественно было проанализировано поведение краевой моды в магнитном поле при переходе от высокочастотного предела к низкочастотному. Обнаружено, что в больших полях затухание краевых магнитоплазмонов для всех образцов зависит только от недиагональной компоненты проводимости как  $\gamma \sim \sigma_{xy}$ . Показано, что в полях вплоть до 1 Тл теория [6] хорошо описывает затухание магнитоплазмонов.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, ИНТАС и DFG.

- 
1. S. J. Allen, H. L. Stormer, and J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B **28**, 4875 (1983).
  2. D. B. Mast, A. J. Dahm, and A. L. Fetter, Phys. Rev. Lett. **54**, 1706 (1985).
  3. D. C. Glatli, E. Y. Andrei, G. Deville et al., Phys. Rev. Lett. **54**, 1710 (1985).
  4. T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **64**, 788 (1990).
  5. A. L. Fetter, Phys. Rev. B **33**, 5221 (1986).
  6. В. А. Волков, С. А. Михайлов, ЖЭТФ **94**, 217 (1988).
  7. I. L. Aleiner, Donxiao Yue, and L. I. Glazman, Phys. Rev. B **51**, 13467 (1995).
  8. С. А. Говорков, М. И. Резников, Б. К. Медведев и др., Письма в ЖЭТФ **45**, 252 (1987).
  9. В. А. Волков, Д. В. Галченков, Л. А. Галченков и др., Письма в ЖЭТФ **44**, 510 (1986).
  10. V. I. Talyanskii, M. Y. Simmons, J. E. F. Frost et al., Phys. Rev. B **50**, 1582 (1994).
  11. В. И. Тальянский, И. Е. Батов, Б. К. Медведев и др., Письма в ЖЭТФ **50**, 196 (1989).
  12. R. C. Ashoori, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer et al., Phys. Rev. B **45**, 3894 (1992).
  13. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).
  14. B. M. Ashkinadze and V. I. Yudson, Phys. Rev. Lett. **83**, 812 (1999).
  15. Richard P. Leavitt and J. W. Little, Phys. Rev. B **34**, 2450 (1986).
  16. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. A. Kovalskii et al., Phys. Rev. B **72**, 161317 (2005).
  17. D. B. Chklovskii, B. I. Shklovskii, and L. I. Glazman, Phys. Rev. B **46**, 4026 (1992).