

Нелинейный эффект Холла в квазидвумерной электронной системе

А. А. Быков¹⁾

Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 20 марта 2008 г.

Исследован нелинейный электронный транспорт в двойных GaAs квантовых ямах с двумя заполненными уровнями размерного квантования при температуре 4.2 К в магнитных полях $B < 1$ Тл. Обнаружено, что в изучаемой квазидвумерной электронной системе под действием синусоидального электрического тока I_{ac} генерируются высшие гармоники не только в продольном напряжении $V_{xx}(B)$, но и в холловском $V_{xy}(B)$. Показано, что под действием микроволнового излучения и постоянного электрического тока I_{dc} в электронной системе с двумя заполненными уровнями размерного квантования возникает осциллирующая от магнитного поля ЭДС Холла. Полученные экспериментальные данные указывают на независимый вклад диагональных и недиагональных компонент тензора проводимости в нелинейный магнетотранспорт при больших факторах заполнения.

PACS: 73.23.–b, 73.40.Gk

Одной из разновидностей квазидвумерных электронных систем являются двойные квантовые ямы с двумя заполненными уровнями размерного квантования. В такой квазидвумерной системе, помещенной в перпендикулярное магнитное поле, возможны изоэнергетические переходы электронов между уровнями Ландау различных размерных подзон [1, 2], что приводит к так называемым магнито-межподзонным осцилляциям диссипативного сопротивления ρ_{xx} от B [3, 4]. В работах [5, 6] было обнаружено, что в нелинейных условиях, создаваемых микроволновым излучением или постоянным электрическим током I_{dc} , происходит существенная модификация этих осцилляций. Экспериментальные данные, полученные в этих работах, были недавно воспроизведены и сопоставлены с теорией [7, 8], однако многие аспекты нелинейного магнетотранспорта в двойных квантовых ямах остаются до сих пор неизученными. В частности, остаются неисследованными такие нелинейные явления, как генерация высших гармоник в холловском напряжении и холловский эффект выпрямления, обнаружению и изучению которых посвящена настоящая работа.

Интерес к исследованию поперечного сопротивления в нелинейных условиях возник сравнительно давно в связи с изучением квантового эффекта Холла при больших плотностях электрического тока [9]. Недавно такие исследования были предприняты в связи с установлением роли холловской проводимости в формировании гигантских осцилляций сопротивления и бездиссипативных состояний, индуцированных мик-

роволновым полем в двумерных электронных системах при больших факторах заполнения [10–19]. Было установлено, что микроволновое излучение влияет не только на диагональные, но и на недиагональные компоненты тензора сопротивления [15, 16]. В частности, Студеникиным с соавторами было показано, что влияние микроволнового излучения на ρ_{xx} и ρ_{xy} обусловлено не только лишь продольной микроволновой фотопроводимостью, а является следствием независимого воздействия микроволнового поля на все компоненты тензора проводимости σ , то есть на σ_{xx} и σ_{xy} [15]. Результаты, полученные в работах [15, 16], позволяют предположить, что в неравновесных условиях, создаваемых переменным электрическим током I_{ac} или постоянным током I_{dc} или их совместным действием, так же как и микроволновым полем, нелинейные явления должны проявляться не только в диагональных, но и в недиагональных компонентах тензора проводимости.

В общем случае отклик электронной системы на синусоидальный электрический ток I_{ac} в присутствии постоянного тока I_{dc} может быть представлен в виде суммы:

$$V = R_0 I_{dc} + V^{(0)} + V^{(1)} + V^{(2)} + V^{(3)} + \dots, \quad (1)$$

где R_0 – статическое сопротивление, равное отношению V_{dc}/I_{dc} , $V^{(0)}$ – напряжение нулевой гармоники, а $V^{(1)}$, $V^{(2)}$, и $V^{(3)}$ – напряжения первой, второй и третьей гармоник, соответственно. Наличие в выражении (1) компоненты $V^{(0)}$ отражает эффект выпрямления в системе, то есть появление постоянного напряжения под действием переменного электрического тока. В случае, когда для вольт-

¹⁾e-mail: bykov@thermo.isp.nsc.ru

амперной характеристики (ВАХ) выполняется условие $V_{dc}(I_{dc}) = -V_{dc}(-I_{dc})$, а через образец протекает переменный ток I_{ac} , в сумме (1) присутствуют лишь нечетные гармоники. В этих условиях члены $R_0 I_{dc}$ и $V^{(0)}$ в (1) отсутствуют, то есть отсутствует и эффект выпрямления, который в системе с ВАХ вида $V_{dc}(I_{dc}) = -V_{dc}(-I_{dc})$ должен появляться лишь при одновременном протекании переменного и постоянного токов. Как будет показано ниже, в магнетранспорте изучаемой электронной системы под действием токов I_{ac} и I_{dc} генерируются высшие гармоники не только в продольном напряжении, но и поперечном, что согласуется с выводами, сделанными в работе [15]. Также будет показано, что при совместном действии микроволнового излучения и тока I_{dc} в двойных квантовых ямах при больших факторах заполнения возникает осциллирующая от магнитного поля ЭДС Холла.

Изучаемые в работе гетероструктуры представляли собой симметрично легированные двойные GaAs квантовые ямы. Ширина туннельно-связанных ям d_W составляла 13 нм. В качестве боковых барьеров к GaAs квантовым ямам использовались AlAs/GaAs сверхрешетки, а в качестве туннельного барьера между ямами использовался слой AlGaAs толщиной $d_b=2$ нм. Структуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (100) GaAs подложках. Исследования проводились при $T = 4.2$ К в магнитных полях B до 1 Тл на мостиках Холла длиной $L=450$ мкм и шириной $W=50$ мкм. Обе туннельно-связанные квантовые ямы были зашунтированы омическими контактами. Постоянный ток I_{dc} величиной от 0 до 100 мкА и переменный ток I_{ac} величиной от 1 до 100 мкА подавались одновременно на омические контакты 1 и 4 (вставка к рис.1). Частота f тока I_{ac} варьировалась в диапазоне от 10 до 500 Гц. Величины $V_{xx} = V_{23}(W/L) = V_{65}(W/L)$ и $V_{xy} = V_{26} = V_{35}$ измерялись на частотах f , $2f$ и $3f$ при помощи синхронного усилителя. ЭДС Холла регистрировалась на частоте амплитудной модуляции микроволнового излучения, которая задавалась в диапазоне от 0.1 до 1 кГц. Микроволновое поле частотой 1.5 ГГц подавалось на контакты 1 и 4 по коаксиальному кабелю. Концентрация электронов n_T в гетероструктурах вычислялась из сопротивления ρ_{xy} при $B=0.5$ Тл. Величина n_T составляла $8.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Подвижность μ_x вычислялась из n_T и величины ρ_{xx} в нулевом B . При $T = 4.2$ К она составляла $7.2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$.

При выполнении закона Ома отклик электронной системы на синусоидальный ток I_{ac} не содержит высших гармоник, то есть $V_{ac} = R_0 I_{ac}$, а R_0

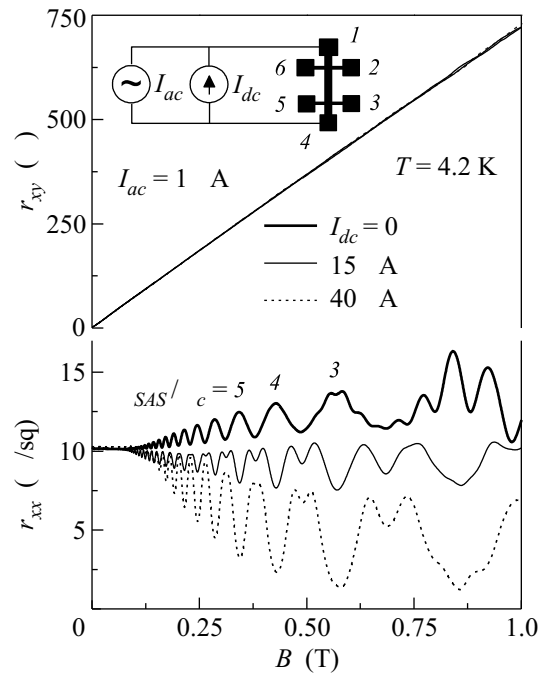


Рис.1. Зависимости $r_{xx}(B)$ и $r_{xy}(B)$ для различных величин постоянного тока: $I_{dc}=0$ – жирная линия; $I_{dc}=15$ мкА – тонкая линия и $I_{dc}=40$ мкА – пунктирная линия. На вставке приведена измерительная схема. $T=4.2$ К. $I_{ac}=1$ мкА

определяется наклоном ВАХ. Безусловно, что нелинейные свойства электронной системы определяются видом ВАХ. Однако в ряде случаев, в частности, когда отклонения от линейности незначительные, в эксперименте предпочтительнее исследовать не ВАХ, а ее производную – дифференциальное сопротивление $r = dV_{dc}/dI_{dc}$. Производная $dV_{dc}/dI_{dc} = V_{ac}/I_{ac}$ при амплитуде переменного тока, стремящейся к нулю, что и лежит в основе экспериментального измерения дифференциального сопротивления. Методически, как это показано на вставке к рис.1, сопротивление $r \approx V_{ac}/I_{ac}$ измерялось на частоте f переменного тока I_{ac} в присутствии постоянного тока I_{dc} . Ток I_{ac} уменьшался до такой величины, ниже которой зависимости $r_{xx}(B)$ для токов, отличающихся в два раза, воспроизводились с точностью $\sim 1\%$. В изучаемых структурах при $T = 4.2$ К в магнитных полях $B < 1$ Тл это условие выполняется для $I_{ac} < 2$ мкА [6]. На рис.1 представлены экспериментальные зависимости $r_{xx}(B)$ и $r_{xy}(B)$ для исследуемых двойных GaAs квантовых ям, измеренные на переменном токе $I_{ac}=1$ мкА в присутствии постоянного тока I_{dc} от 0 до 40 мкА.

Из зависимости $r_{xx}(B)$, измеренной при $I_{dc}=0$, следует, что магнито-междзональные осцилляции со-

противления в изучаемых образцах при температуре 4.2 К начинают проявляться в магнитных полях $B > 0.1$ Тл. Эти осцилляции периодичны в обратном магнитном поле, а положение их максимумов определяется условием $(E_2 - E_1)/\hbar = \omega_{SAS} = k\omega_c$, где E_1 и E_2 – энергетическое положение подуровней в двойной квантовой яме, ω_c – циклотронная частота, а k – целое положительное число. Вычисленная из периода этих осцилляций величина расщепления подуровней размерного квантования $\Delta_{SAS} = E_2 - E_1$ составила 2.9 мэВ, что близко к расчетному значению в изучаемых двойных GaAs квантовых ямах. Такое энергетическое расщепление соответствует разности концентраций в подзонах $n_1 - n_2 = 0.8 \times 10^{11} \cdot \text{см}^{-2}$. Исходя из общей электронной концентрации, определенной из холловского сопротивления, можно вычислить электронные концентрации в подзонах, которые составили: $n_1 = 4.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; $n_2 = 3.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Как видно из рисунка, осцилляции Шубникова – де Газа, соответствующие двум заполненным подзонам, начинают проявляться в полях более 0.5 Тл.

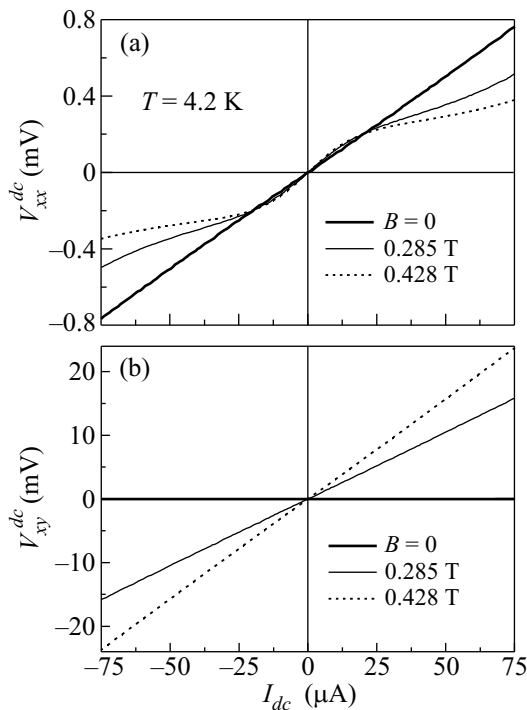


Рис.2. Вольт-амперные характеристики: (а) $V_{xx}^{dc}(I_{dc})$ и (б) $V_{xy}^{dc}(I_{dc})$. $B=0$ – жирная линия, $\omega_{SAS}/\omega_c=6$ – тонкая линия и $\omega_{SAS}/\omega_c=4$ – пунктирная линия. $T=4.2$ К

Рис.1 наглядно показывает, что при увеличении тока I_{dc} происходит существенное видоизменение зависимостей $r_{xx}(B)$, в то время как зависимости $r_{xy}(B)$ для различных токов I_{dc} величиной от 0 до 40 мкА практически остаются неизменными. Такое

поведение полностью согласуется и с ВАХ, приведенными на рис.2. Видно, что нелинейный транспорт проявляется лишь в продольном напряжении V_{xx} , для которого наблюдаются ВАХ вида $V_{dc}(I_{dc}) = -V_{dc}(-I_{dc})$. Из теоретических основ электрических цепей известно, что при пропускании синусоидального тока I_{ac} через нелинейный элемент с такой ВАХ в цепи должны генерироваться лишь нечетные гармоники. Действительно, исследования спектрального состава V_{xx} подтвердили, что при пропускании через холловский мостик тока I_{ac} в продольном напряжении четные гармоники отсутствуют. В то же время, нечетные гармоники присутствуют не только в напряжении V_{xx} , но и в холловском напряжении V_{xy} .

На рис.3 представлены зависимости продольного и поперечного напряжений от B , измеренные на у-

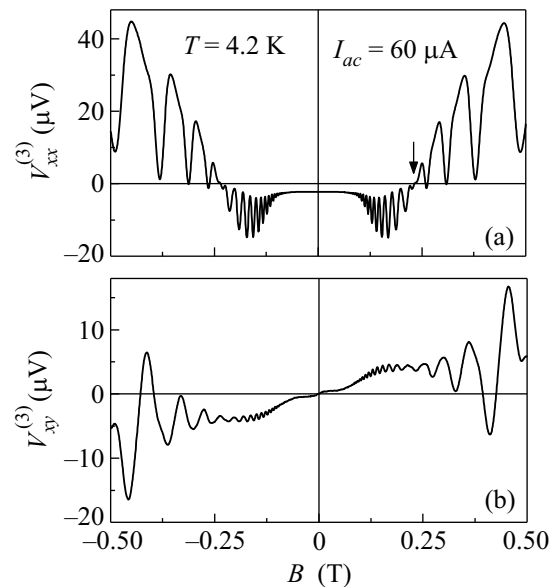


Рис.3. Зависимости продольного и поперечного напряжений третьей гармоники от B : (а) $V_{xx}^{(3)}(B)$ и (б) $V_{xy}^{(3)}(B)$. $T=4.2$ К, $I_{ac}=60$ мкА. Стрелкой указано положение точки “сбоя”

роенной частоте синусоидального тока I_{ac} . Видно, что для продольного напряжения третьей гармоники выполняется условие $V_{xx}^{(3)}(B) = V_{xx}^{(3)}(-B)$, а для поперечного выполняется $V_{xy}^{(3)}(B) = -V_{xy}^{(3)}(-B)$. Кроме того, амплитуды $V_{xx}^{(3)}$ и $V_{xy}^{(3)}$ сравнимы. Такое поведение качественно совпадает с влиянием микроволнового поля на ρ_{xx} и ρ_{xy} двумерного электронного газа в GaAs/AlGaAs гетеропереходах [15, 16]. То есть генерация третьей гармоники в холловском напряжении по амплитуде, сравнимой с третьей гармоникой в продольном напряжении, не может быть обусловлена влиянием I_{ac} лишь на σ_{xx} . В соответствии с

результатами работы [15] можно заключить, что и в исследуемой системе при больших факторах заполнения нелинейный транспорт обусловлен независимым влиянием электрического поля на диагональную и недиагональную компоненты тензора проводимости.

Следует отметить, что в зависимостях третьей гармоники от магнитного поля наблюдается характерный “сбой” фазы осцилляций, отмеченный на рис.3 стрелкой. Анализ зависимостей $V_{xx}^{(3)}(B)$ показал, что положение точки “сбоя” в магнитном поле зависит линейным образом от величины переменного тока. Такое поведение экстремумов в магнетопольных зависимостях характерно для осцилляций, связанных с туннелированием Зинера между уровнями Ландау [20–23]. Оно обусловлено наклоном уровней Ландау в электрическом поле Холла E_H . Туннелирование происходит между заполненными уровнями Ландау, лежащими ниже уровня Ферми, и пустыми уровнями, находящимися над уровнем Ферми, пространственно разделенными дистанцией γR_c , где $\gamma \sim 2$, а R_c – циклотронный радиус. Холловское поле приводит к осцилляциям, период которых определяется отношением ω_H/ω_c , где $\omega_H = e\gamma R_c E_H/\hbar$. То есть положения экстремумов этих осцилляций должны смещаться в магнитном поле при изменении ве-

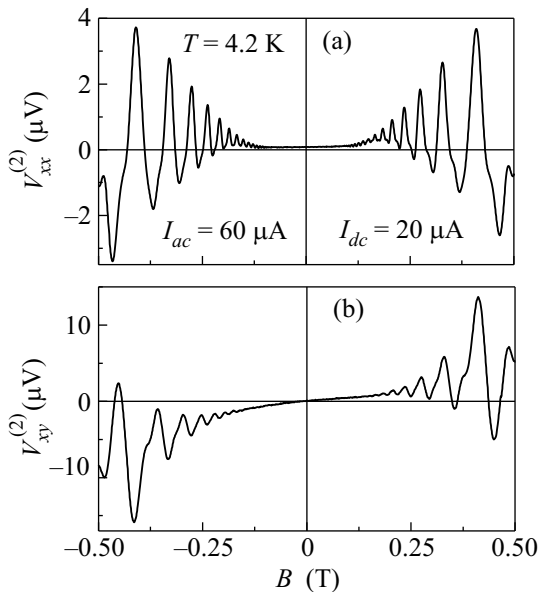


Рис.4. Зависимости продольного и поперечного напряжений второй гармоники от B : (a) $V_{xx}^{(2)}(B)$ и (b) $V_{xy}^{(2)}(B)$. $T=4.2$ К, $I_{ac}=60$ мкА, $I_{dc}=20$ мкА

личины E_H , а соответственно и величины тока по линейному закону. Предварительные оценки показали, что наблюдаемый “сбой” соответствует $\omega_H/\omega_c \sim 0.5$. Аналогичный “сбой” наблюдался недавно в исследу-

емых структурах в дифференциальном сопротивлении [23].

Рис.4 показывает, что при добавлении к переменному току, протекающему через холловский мостик, постоянного тока в отклике квазидвумерной электронной системы появляется вторая гармоника. Этот факт не удивителен, он полностью соответствует теоретическим основам электрических цепей. Однако вторая гармоника, как и третья, проявляется не только в продольном напряжении, но и в поперечном. Так же, как и для третьей гармоники, амплитуды второй гармоники в зависимостях $V_{xx}^{(2)}(B)$ и $V_{xy}^{(2)}(B)$ сравнимы, а для магнетопольных зависимостей выполняются соотношения: $V_{xx}^{(2)}(B) = V_{xx}^{(2)}(-B)$ и $V_{xy}^{(2)}(B) = -V_{xy}^{(2)}(-B)$. Генерация второй гармоники предполагает наличие в отклике и нулевой гармоники. Эта гармоника отчетливо проявляется в отклике на микроволновое излучение. Из магнетопольных зависимостей микроволновой ЭДС, приведенных на рис.5, видно, что при пропускании через образец

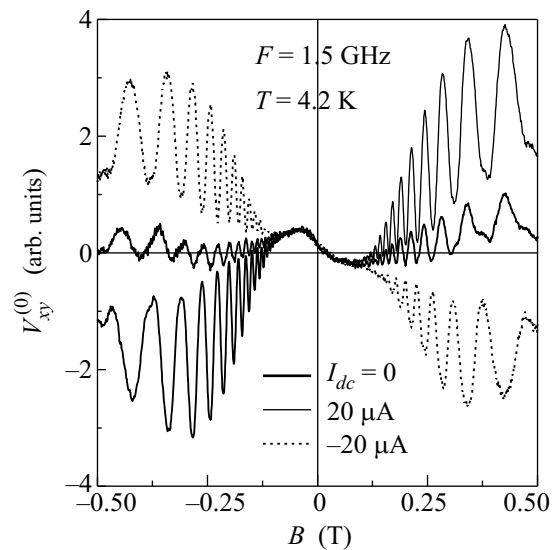


Рис.5. Зависимости поперечной микроволновой фото ЭДС от B для различных величин постоянного тока: $I_{dc}=0$ – жирная линия; $I_{dc}=20$ мкА – тонкая линия и $I_{dc} = -20$ мкА – пунктирная линия. $T = 4.2$ К, $F=1.5$ ГГц

постоянного тока величина ЭДС значительно возрастает. Проявление микроволновой ЭДС в отсутствие постоянного тока может быть связано с выпрямлением на неидеальных омических контактах.

Таким образом, в настоящей работе обнаружены такие нелинейные явления, как генерация высших гармоник и холловский эффект выпрямления в двойных GaAs квантовых ямах в магнитных полях

$B < 1$ Тл. Качественный анализ полученных экспериментальных данных позволяет заключить, что основной причиной нелинейного транспорта в изучаемой квазидвумерной системе, как и в работах [24, 25], является спектральная диффузия носителей заряда, возникающая под действием электрического поля и приводящая к нетривиальной зависимости функции распределения неравновесных электронов по энергиям [26, 27]. Полученные экспериментальные данные показывают, что нелинейный транспорт в изучаемой квазидвумерной системе при больших факторах заполнения обусловлен независимым влиянием электрического поля на диагональную и недиагональную компоненты тензора проводимости.

Автор благодарит А.В. Горана за конструктивные замечания к статье, а И.В. Марчишина и Д.В. Номоконова за полезные дискуссии. Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект # 08-02-01051.

1. Л. И. Магарилл, А. А. Романов, ФТТ **13**, 993 (1971).
2. В. М. Поляновский, ФТП **22**, 2230 (1988).
3. D. R. Leadley, R. Fletcher, R. J. Nicholas et al., Phys. Rev. B **46**, 12439 (1992).
4. M. E. Raikh and T. V. Shahbazyan, Phys. Rev. B **49**, 5531 (1994).
5. А. А. Быков, Д. Р. Исламов, А. В. Горан и др., Письма в ЖЭТФ **87**, 563 (2008).
6. А. А. Быков, Письма в ЖЭТФ **88**, 70 (2008).
7. S. Weidmann, G. M. Gusev, O. E. Raichev et al., Phys. Rev. B **78**, 121301(R) (2008).
8. N. C. Mamani, G. M. Gusev, O. E. Raichev et al., arXiv:cond-mat/0811.4597v1 (2008).
9. M. E. Cage, R. F. Dziuba, B. F. Field et al., Phys. Rev. Lett. **51**, 1374 (1983).
10. M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons, and J. L. Reno, Phys. Rev. B **64**, 201311(R) (2001).
11. R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing et al., Nature **420**, 646 (2002).
12. M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **90**, 046807 (2003).
13. C. L. Yang, M. A. Zudov, T. A. Knuttila et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 096803 (2003).
14. С. И. Дорожкин, Письма в ЖЭТФ **77**, 681 (2003).
15. S. A. Studenikin, M. Potemski, P. T. Coleridge et al., Solid State Commun. **129**, 341 (2004).
16. R. G. Mani, V. Narayanamurti, K. von Klitzing et al., Phys. Rev. B **69**, 161306(R) (2004).
17. А. А. Быков, А. К. Бакаров, Д. Р. Исламов и др., Письма в ЖЭТФ **84**, 466 (2006).
18. А. А. Быков, Письма в ЖЭТФ **87**, 638 (2008).
19. И. В. Андреев, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **88**, 707 (2008).
20. C. L. Yang, J. Zhang, R. R. Du et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 076801 (2002).
21. А. А. Быков, А. К. Бакаров, А. К. Калагин и др., Письма в ЖЭТФ **81**, 348 (2005).
22. А. А. Быков, Jing-qiao Zhang, S. Vitkalov et al., Phys. Rev. B **72**, 245307 (2005).
23. А. А. Быков, Письма в ЖЭТФ **88**, 450 (2008).
24. J. Q. Zhang, S. Vitkalov, A. A. Bykov et al., Phys. Rev. B **75**, 081305(R) (2007).
25. N. Romero Kalmanovitz, A. A. Bykov, S. Vitkalov et al., Phys. Rev. B **78**, 085306 (2008).
26. I. A. Dmitriev, M. D. Vavilov, I. L. Aleiner et al., Phys. Rev. B **71**, 115316 (2005).
27. M. G. Vavilov, I. L. Aleiner, and L. I. Glazman, Phys. Rev. B **76**, 115331 (2007).