

Непрямые экситоны и двойные электронно-дырочные слои в широкой одиночной GaAs/AlGaAs квантовой яме в сильном электрическом поле

В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин, Ю. Смет⁺¹), К. фон Клитцинг⁺¹), В. Дитче⁺¹)

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

⁺Max-Planck-Institute für Festkörperforschung, 70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 4 апреля 2006 г.

После переработки 10 мая 2006 г.

Исследованы спектры не прямой рекомбинации экситонов и двойных электронно-дырочных слоев в широкой одиночной квантовой яме в электрическом поле. Установлено, что в достаточно сильном электрическом поле в широкой яме происходит пространственное разделение электронов и дырок, что приводит к существенной перестройке спектра излучательной рекомбинации и к значительному увеличению времени жизни носителей заряда. Показано, что, меняя частоту фотовозбуждения и величину приложенного электрического поля, можно изменять полный заряд электронно-дырочной системы и переходить от нейтрального случая непрямых экситонов к случаю заряженных двойных электронно-дырочных слоев; измерена зависимость концентрации избыточных носителей заряда в яме от напряженности электрического поля. Для нейтральной экситонной системы обнаружено и изучено поведение возбужденных состояний непрямых тяжелодырочных и легкодырочных экситонов в сильном электрическом поле и показано, что электрополевые зависимости позволяют отличить возбужденные состояния непрямых экситонов с легкой дыркой от возбужденных состояний с тяжелой дыркой.

PACS: 71.35.Cc, 78.66.Fd

Двойные квантовые ямы с разделенными электрон-электронными и электрон-дырочными слоями высокого качества вызывают большой интерес, поскольку наличие дополнительной степени свободы (второй ямы) может приводить к новым фундаментальным физическим явлениям: состояниям дробного квантового эффекта Холла с четными знаменателями [1, 2], новым ферро- и антиферромагнитным состояниям [3], сверхпроводимости и сверхтекучести [4, 5], электронной [6] и дипольной кристаллизации [7]. Однако если в двойных электронных слоях с помощью селективного легирования удается варьировать плотности электронов в каналах в широких пределах, то в случае электрон-дырочных слоев проблема получения значительной концентрации носителей заряда представляется очень сложной. Ненулевые концентрации электронов и дырок в слоях с малым межслойным расстоянием можно получать лишь в неравновесных условиях при фотовозбуждении, однако даже в этом случае плотность носителей не превышает величины $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. В электрон-дырочных системах не применялись надежные методы раздельного определения плотностей элек-

тронов и дырок в ямах, а потому не было успешных попыток выравнивания этих концентраций. Вместо этого обычно считалось, что в нелегированных структурах GaAs/AlGaAs квантовые ямы без фотовозбуждения не содержат носителей заряда, а при подсветке содержат одинаковое число электронов и дырок. Как было показано в наших предыдущих работах [8–10], любая нелегированная одиночная квантовая яма всегда содержит электронный или дырочный (в зависимости от типа остаточных примесей) канал с концентрацией $(1–3) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Это связано с тем, что даже в наиболее совершенных структурах GaAs/AlGaAs, обладающих рекордно высокими параметрами электронной подвижности, барьерный слой AlGaAs всегда имеет довольно высокую объемную концентрацию остаточных примесей (около 10^{15} см^{-3}). В результате все электроны (или дырки) из барьерного слоя, который обычно имеет толщину 200–400 нм, переходят с доноров (акцепторов) из барьера в квантовую яму и образуют проводящий канал с двумерной плотностью $(1–4) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Аналогично, в двойных квантовых ямах, которые отличаются от одиночной только наличием тонкого барьера внутри ямы, следует ожидать, что в обеих ямах при фотовозбуждении

¹) J. Smet, K. von Klitzing, W. Dietsche

будут присутствовать электронные (или дырочные) каналы. Именно такой результат был получен нами при исследовании размерного плазменного резонанса в нелегированных двойных квантовых ямах [11, 12]. В этих измерениях была определена суммарная плотность электронов в двух ямах, которая даже в самых чистых структурах была порядка 10^{10} см^{-2} . Таким образом, в пространственно разделенных электронно-дырочных слоях требуется развитие метода, который позволяет контролировать раздельно плотности электронов и дырок в каналах и дает возможность отличать нейтральные и заряженные системы. Именно в нейтральных системах с непрямыми экситонами, долгое время жизни которых обеспечивает возможность получения низкой температуры и большой плотности экситонов, ожидается наблюдение таких явлений как сверхтекучесть и бозе-конденсация. К настоящему времени имеется целый ряд интересных экспериментальных результатов, которые могут быть объяснены в терминах бозе-конденсации [13, 14]. Вместе с тем, нельзя не отметить, что добиться полного баланса зарядов электронов и дырок в исследуемой системе, необходимого для бозе-конденсации экситонов, оказывается зачастую непросто, что может приводить к затруднениям в истолковании экспериментальных результатов [15].

В настоящей работе мы предлагаем новый объект для исследования пространственно разделенных двойных электронно-дырочных слоев, который позволяет контролировать знак полного заряда в слоях и обеспечивает получение нейтральной системы. Исследована широкая квантовая яма, в которой пространственное разделение электронов и дырок обеспечивается сильным электрическим полем [16], а полный знак заряда электронно-дырочной системы устанавливается из спектров не прямой рекомбинации экситонов или двойных электронно-дырочных слоев.

Исследованный образец представлял собой одиночную GaAs квантовую яму шириной 250 \AA , заключенную между барьерами $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Ширина каждого из барьеров составляла 1000 \AA . Один из затворов был образован сильнолегированной квантовой ямой шириной 300 \AA , в качестве другого использовалось полупрозрачное металлическое напыление на поверхность образца, так что расстояние между затворами составляло 0.24 мкм . Накачка в световодной схеме осуществлялась полупроводниковыми лазерами с длинами волн 780 нм и 650 нм в непрерывном режиме. Детектирование сигнала производилось CCD-камерой на выходе одиночного спектрометра;

спектральное разрешение составляло 0.014 мэВ . Все измерения были выполнены при температуре 4.2 К .

В общем случае спектр люминесценции из одиночной нелегированной квантовой ямы состоит из двух

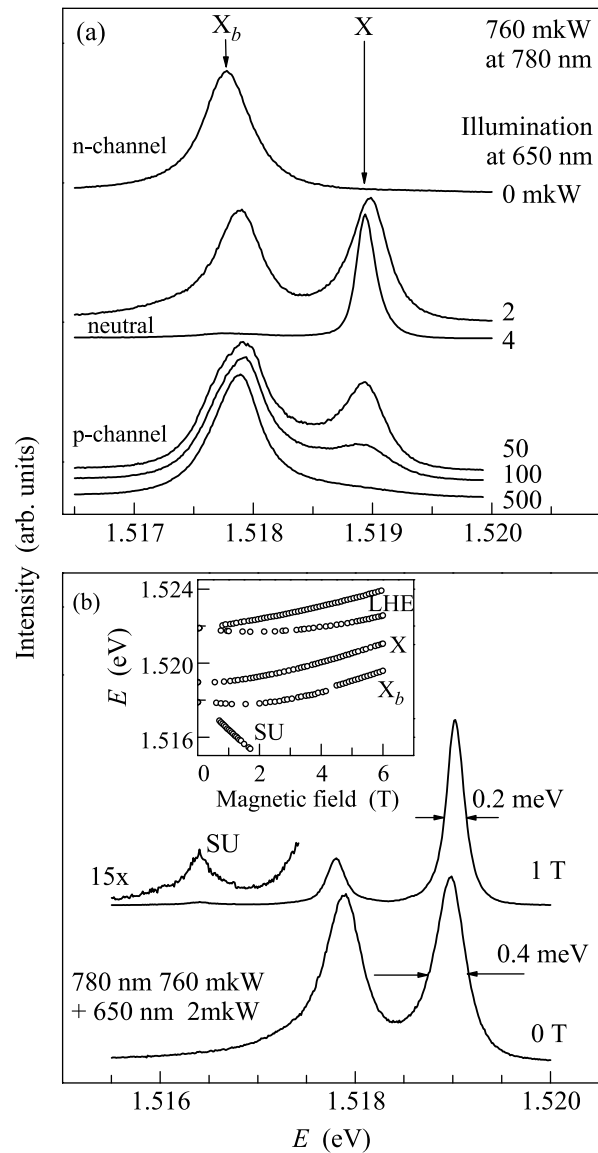


Рис.1. (а) Эволюция спектров люминесценции, измеренных в одиночной квантовой яме шириной 250 \AA , при различных мощностях подсветки надбарьерным лазером; (б) Спектры люминесценции в перпендикулярном магнитном поле 1 Тл и в нулевом магнитном поле. На вставке: магнитолевая зависимость энергий оптических переходов, отвечающих рекомбинации свободного (X) и связанного (X_b) экситонов, легкодырочного экситона (LHE), и рекомбинации с отдачей циклотронной энергии (SU)

интенсивных линий (рис.1) – рекомбинации свободного X и связанного X_b экситонов [9], а также, при

условии слабого отклонения от полной нейтральности, – линий люминесценции возбужденных состояний экситона [12].

При этом мерой нейтральности системы является наличие линий возбужденных состояний и соотношение интенсивностей линий свободного и связанного экситонов: в случае полной компенсации зарядов наблюдаются хорошо выраженные линии основного и возбужденных состояний свободного экситона. При появлении избыточного числа носителей какого-либо знака усиливается линия связанного на нейтральной примеси состояния экситона [8] с одновременным подавлением интенсивности линии излучения свободного экситона и исчезновением линий от возбужденных состояний [12]. Дальнейшее увеличение концентрации избыточного заряда приводит к исчезновению линии свободного экситона, а линия связанного состояния переходит в спектр люминесценции ферми-системы двумерных носителей заряда (рис.1а). Определить знак заряда нескомпенсированных носителей для слабозаряженной системы можно по изменению спектров излучения в перпендикулярном магнитном поле: при рекомбинации связанного на нейтральной примеси экситона возможны процессы с перебросом нейтрализующей примеси частицы на вышележащие уровни Ландау, что проявляется в спектре рекомбинации в виде сателлита (*shake-up*) линии связанного экситона, имеющего энергию, меньшую на целое число квантов циклотронной энергии нейтрализующей частицы [10]. Таким образом, найдя эту циклотронную энергию, мы можем сказать, какие носители доминируют в нашей системе – электроны или дырки.

Возможность контролируемо изменять плотности зарядов электронов и дырок в нашей широкой яме с помощью подсветки лазером с энергией, близкой к ширине запрещенной зоны барьера [17], наглядно демонстрирует рис.1а. Увеличение мощности накачки лазером с длиной волны 650 нм до 4 мВт практически полностью нейтрализует систему, о чем говорит очень слабая интенсивность линии связанного экситона. При этом наличие электронного сателлита в спектрах люминесценции в перпендикулярном магнитном поле (рис.1б) позволяет сделать вывод о том, что изначально (до возбуждения в барьере) в системе преобладали электроны.

Дальнейшее увеличение мощности фотовозбуждения надбарьерным лазером приводит к появлению избыточных носителей заряда (наблюдается подавление линии свободного экситона), и этими носителями являются дырки, что следует из изменения свойств *shake-up* процессов. Относительная интенсивность линий люминесценции возбужденных со-

стояний экситонов также отслеживает полный заряд системы: в точке нейтральности они наиболее интенсивны.

Представляется уместным сравнить спектры люминесценции из исследованной одиночной квантовой ямы шириной 250 Å и двойной квантовой ямы с ширинами отдельных ям 120 Å и барьера 12 Å в близких электрических полях. Отметим, что обе структуры были выращены последовательно на одной и той же МВЕ-машине, однако спектр из одиночной ямы гораздо богаче, а линии почти на порядок уже, что позволяет разрешить и линию связанного экситона и линии основных и возбужденных состояний легкодырочного и тяжелодырочного экситонов (рис.2а). Характерные ширины линий из одиночной квантовой ямы составляли 0.2–0.4 мэВ, в то время как для двойной квантовой ямы эта величина была 1.8–2.2 мэВ. Поскольку эти две структуры отличаются исключительно наличием тонкого барьера в середине ямы, можно заключить, что ширина линии люминесценции из двойной ямы (рис.2б) обусловлена главным образом флуктуацией ширины ям и барьера. В результате, в двойной квантовой яме оказывается невозможным определение заряженности системы посредством слежения за наличием возбужденных состояний экситонов и соотношением интенсивностей линий свободного и связанного экситонов.

Электрополевые зависимости положений всех линий люминесценции из одиночной квантовой ямы показаны на рис.3а. Для всех состояний наблюдается сильный спектральный сдвиг в сторону меньших энергий по мере увеличения электрического поля. При этом зависимость для легкодырочных состояний непрямого экситона оказывается слабее, чем для тяжелодырочных экситонных состояний, что объясняется меньшей массой легкой дырки (в направлении роста структуры) и, как следствие, ее большей энергией размерного квантования в яме, приводящей к менее выраженному эффекту Штарка в условиях квантового ограничения. Отметим, что этот факт позволяет с легкостью классифицировать ту или иную линию в семействе возбужденных состояний непрямого экситона либо как состояние с тяжелой дыркой, либо как состояние с легкой дыркой, что раньше осуществлялось только по магнитополевым зависимостям в перпендикулярном поле [8]. Появление и исчезновение линий возбужденных состояний не прямых экситонов в спектрах при изменении напряжения между затворами говорит о том, что при вариации напряженности электрического поля происходит изменение концентраций носителей заряда в яме. При напряженностях электрического поля мень-

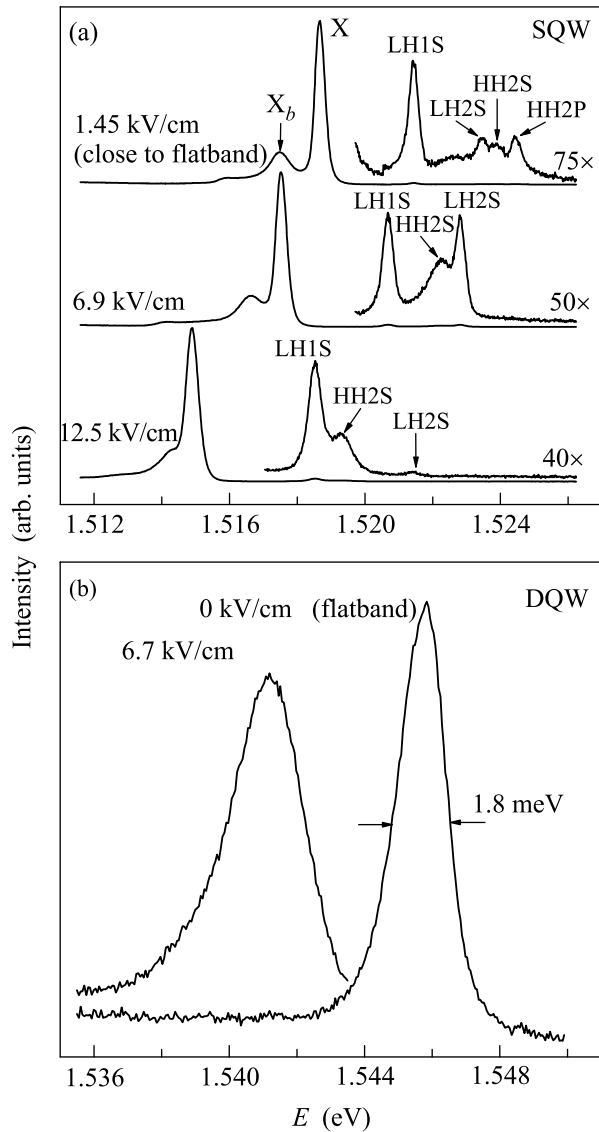


Рис.2. (а) Спектры непрямо́й электро́нно-дырочной рекомбинации, возникающей в одиночной квантовой яме шириной 250 \AA в электрических полях 1.5 кВ/см , 6.9 кВ/см и 12.5 кВ/см ; (б) спектры непрямо́й электро́нно-дырочной рекомбинации, возникающей в двойной квантовой яме с ширинами отдельных ям 120 \AA и барьером 12 \AA в электрических полях 0 кВ/см и 6.7 кВ/см

ше -2 кВ/см концентрация электронов возрастает до величин порядка 10^{11} см^{-2} , что сопровождается появлением уровней Ландау в спектрах люминесценции в перпендикулярном магнитном поле и позволяет определить электронную плотность. В полях от -2 кВ/см до 2 кВ/см происходит модификация спектра люминесценции от слабозаряженной системы к спектру нейтральной: обнаруживаются линии, соответствующие линиям свободного и связанного экситона, и

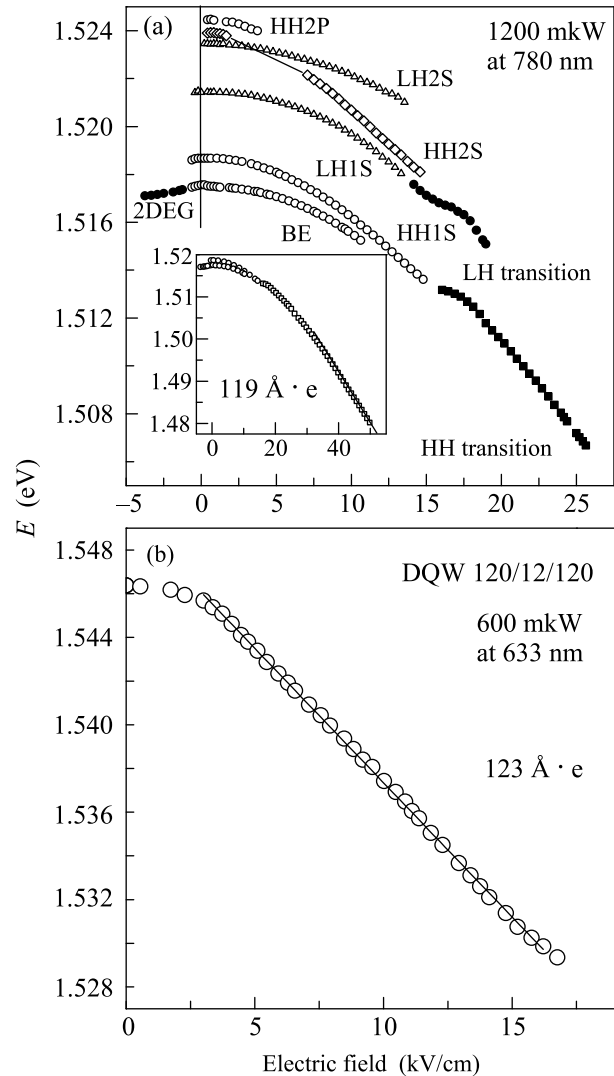


Рис.3. (а) Электро́полевая зависимость энергий оптиче́ских пере́ходов при рекомбинации связанного экситона, основных и возбужденных состояний свободных тяжело́дырочных и легко́дырочных экситонов, а также двумерного электро́нного газа 2DEG, и тяжело́дырочных (HH transition) и легко́дырочных (LH transition) пере́ходов при рекомбинации дырочного канала; (б) электро́полевая зависимость энергии непрямо́й рекомбинации в двойной квантовой яме $120/12/120 \text{ \AA}$

в перпендикулярном магнитном поле появляется линия электро́нного сателлита. Опираясь на результаты предыдущих работ [12], мы оцениваем плотность избыточных носителей заряда как $-4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ при напряженности поля около 0 кВ/см , когда происходит появление возбужденных состояний при переходе из плотного электро́нного канала. Максимум интенсивности рекомбинации из возбужденных экситонных состояний в поле 5 кВ/см позволяет утверждать

о полной нейтральности системы при этом значении напряженности. В поле 17.5 кВ/см происходит исчезновение линий возбужденных состояний при переходе в плотный дырочный канал плотностью порядка $+5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. На рис.4 показана измеренная

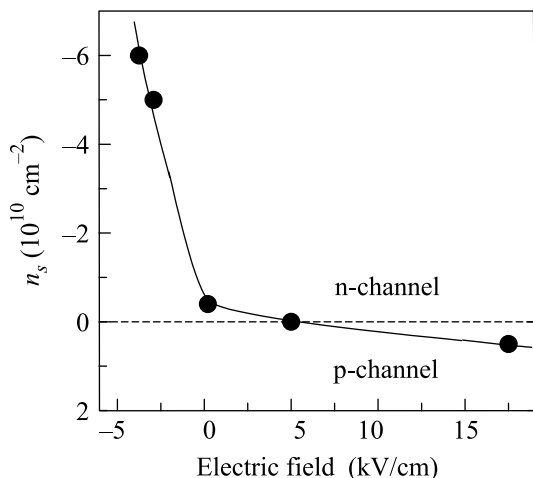


Рис.4. Зависимость концентрации избыточных носителей в яме от напряженности электрического поля

зависимость концентрации избыточных носителей в яме от напряженности электрического поля. Видно, что концентрация носителей заряда в яме зависит не только от интенсивности надбарьерного фотовозбуждения, но и от напряжения между затворами.

На вставке к рис.3а показана зависимость спектрального положения линий люминесценции от напряженности электрического поля, измеренная вплоть до полей 50 кВ/см. Наклон кривой электрополевой зависимости позволяет оценить дипольный момент, возникающий между рекомбинирующими электроном и дыркой при их пространственном разделении, при каждом значении электрического поля, и соответствует расстоянию около 120 Å между электроном и дыркой при значениях напряженности около 50 кВ/см. Согласно нашим предварительным данным, одновременно со сдвигом линий в меньшие энергии наблюдаются существенные изменения в кинетике не прямой электронно-дырочной рекомбинации: в результате уменьшения перекрытия волновых функций электрона и дырки время излучения увеличивается на порядки. Детальные зависимости для времени не прямой рекомбинации от электрического поля и ширины ямы будут опубликованы отдельно [18].

На рис.3б приведена аналогичная зависимость в случае не прямой электрон-дырочной рекомбинации в двойной квантовой яме. Естественно, в этом случае

зависимость несколько более сильная и выход на линейный участок наблюдается, начиная с малых значений полей, при этом величина наклона кривой на линейном участке соответствует расстоянию 123 Å между рекомбинирующими электроном и дыркой, что хорошо согласуется с расстоянием между серединами соседних ям (132 Å). Отметим, что в достаточно сильных электрических полях величины дипольных моментов между электроном и дыркой практически совпадают для одиночной квантовой ямы ширины 250 Å и двойной квантовой ямы суммарной ширины 252 Å. Это говорит о том, что наличие в двойной квантовой яме барьера $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ между соседними ямами совсем необязательно для создания и изучения не прямой рекомбинации и, более того, искусственно вставленный дефект чрезвычайно ухудшает качества системы и, как следствие, практически исключает какую-либо возможность характеристики исследуемого объекта по его полному заряду.

Таким образом, мы исследовали не прямую рекомбинацию экситонов и двойных электронно-дырочных слоев в широкой одиночной квантовой яме в электрическом поле. Измерена зависимость концентрации и типа избыточных носителей заряда в яме от напряженности электрического поля. Обнаружены возбужденные состояния не прямых экситонов, и предложен новый способ различать линии, соответствующие тяжело- и легкодырочным состояниям, по их электрополевой зависимостям. Обсуждены преимущества широкой ямы по сравнению с двойной ямой для создания и исследования не прямых экситонов и электронно-дырочных слоев.

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

1. Y. W. Suen, L. W. Engel, M. B. Santos et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 1379 (1992).
2. J. P. Eisenstein, G. S. Boebinger, L. N. Pfeiffer et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 1383 (1992).
3. K. Moon, H. Mori, K. Yang et al., Phys. Rev. B **51**, 5138 (1995).
4. Yu. E. Lozovik and V. I. Yudson, Sov. Phys. JETP **44**, 389 (1976).
5. Yu. E. Lozovik and I. V. Ovchinnikov, JETP Lett. **79**(2), 86 (2004).
6. V. I. Falko, Phys. Rev. B **49**, 774 (1994).
7. D. V. Kulakovskii, Yu. E. Lozovik, and A. V. Chaplik, JETP **126**, 979 (2004).

8. O. V. Volkov, V. E. Zhitomirskii, I. V. Kukushkin et al., JETP Lett. **66**, 766 (1998).
9. O. V. Volkov, V. E. Zhitomirskii, I. V. Kukushkin et al., JETP Lett. **67**, 744 (1998).
10. O. V. Volkov, S. V. Tovstonog, I. V. Kukushkin et al., JETP Lett. **70**, 595 (1999).
11. S. I. Gubarev, I. V. Kukushkin, S. V. Tovstonog et al., JETP Lett. **72**, 324 (2000).
12. S. I. Gubarev et al., JETP Lett. **76**, 673 (2002).
13. A. V. Gorbunov and V. B. Timofeev, JETP Lett. **80**, 185 (2004).
14. D. Snoke et al., Nature (London) **418**, 754 (2002).
15. R. Rapaport et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 117405 (2004).
16. H.-J. Pollard et al., Phys. Rev. Lett. **55**, 2610 (1985).
17. I. V. Kukushkin et al., Phys. Rev. B **40**, 4179 (1989).
18. V. V. Solovyev, I. V. Kukushkin, J. Smet et al., to be published.