Письма в ЖЭТФ, том 81, вып. 6, с. 330 – 334 © 2005 г. 25 марта

Сингулярность в туннельном токе через InAs квантовую точку, индуцированная магнитным полем

Ю. Н. Ханин, Е. Е. Вдовин[1)]

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 15 февраля 2005 г.

Представлены результаты исследования туннельного транспорта через однобарьерную GaAs/(AlGa)As/GaAs гетероструктуру, содержащую самоорганизованные InAs квантовые точки, при низких температурах. Обнаружено аномальное возрастание туннельного тока через квантовые точки как в параллельном, так и перпендикулярном току магнитном поле, которое не может быть объяснено в рамках одноэлектронного приближения. Предложено объяснение наблюдаемого эффекта в соответствии с модифицированной теорией Матвеева–Ларкина, которая предсказывает появление сингулярности в туннельном токе через нульмерное состояние в магнитном поле вследствие взаимодействия туннелирующего электрона с поляризованным по спину трехмерным электронным газом в эмиттере. Отсутствие спинового расщепления экспериментальных резонансов обусловлено полной спиновой поляризацией эмиттера при относительно небольших значениях магнитного поля.

PACS: 71.55.Eq, 73.21.–b, 73.40.Gk

Квантовые точки – это нанообъекты, в которых движение электронов ограничено в трех пространственных направлениях. Это приводит к серии дискретных энергетических уровней электронов в квантовых точках, подобных атомному спектру. Резонансное туннелирование через нульмерные состояния широко изучалось ранее, и поведение таких систем при очень низких температурах (в милликельвиновом диапазоне) часто не может быть объяснено в рамках одноэлектронного приближения. Это не кажется удивительным, поскольку эффекты, обусловленные электрон-электронным взаимодействием, такие как кулоновская блокада [1], эффект Кондо [2] и ферми-краевая сингулярность (ФКС) [3 – 9], проявляются при низких температурах и оказывают сильное влияние на туннельный ток. Однако удивительным оказался обнаруженный недавно эффект, заключающийся в том, что ФКС в туннельном токе через InAs квантовые точки значительно усиливается в сильном магнитном поле, параллельном току [10], при этом усиления ФСК в перпендикулярном току поле зарегистрировано не было [11].

В данной работе мы сообщаем о наблюдении аномального возрастания туннельного тока через квантовые точки как в параллельном, так и в перпендикулярном току магнитном поле, которое является проявлением ФКС. Представлены результаты исследования туннельного транспорта через гетероструктуру, представляющую собой одиночный $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ барьер, в центр которого внедрены самоорганизованные InAs квантовые точки. Вольт-амперные характеристики, $I(V)$, этого образца при приложении магнитного поля проявляют резкое увеличение туннельного тока через квантовую точку, которое не может быть объяснено в рамках одноэлектронного приближения. Мы предлагаем объяснение наблюдаемого эффекта в соответствии с модифицированной теорией Матвеева–Ларкина, которая предсказывает существование сингулярности в туннельном токе через нульмерное состояние, обусловленной сильным взаимодействием туннелирующего электрона с электронным газом в эмиттере. Анализ температурной зависимости туннельного тока подтверждает, что аномальное возрастание резонансного тока связано с его многочастичной составляющей.

Экспериментальные образцы представляли собой асимметричные $GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs$ однобарьерные гетероструктуры с тонким слоем InAs в центре барьера (1.8 монослоя (ML)). При выращивании гетероструктуры с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии использовались подложки с ориентацией поверхности (100). В качестве легирующей примеси использовался кремний, концентрация которого в подложках составляла $2\cdot10^{18}$ см$^{-3}$. Самоорганизованные InAs квантовые точки образовывались в процессе роста напряженных эпитаксиальных слоев InAs методом Странского-Красτанова. Характерный размер квантовых точек и их поверхностная концентрация

[1)]e-mail: vdovin@ipmt-hpm.ac.ru

были определены с помощью сканирующей туннельной спектроскопии на образцах, выращенных в тех же условиях, что и исследуемые образцы, и составили ~ 10 нм и $2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, соответственно. Исследования геометрии точек с помощью поперечной просвечивающей электронной микроскопии были проведены непосредственно на образце, выращенном для туннельно-транспортных измерений. Найдено, что высота точки составляет $\sim 2-3$ нм. Дополнительный монослой InA, имеющий толщину меньше критической (1.2 ML), необходимой для формирования самоорганизованных квантовых точек, был выращен около $Al_{0,4}Ga_{0.6}As$ барьера для исследования процессов туннелирования из двумерного InAs (WL) слоя в InAs квантовые точки (эти процессы не рассматриваются в данной статье). Омические контакты изготавливались путем последовательного напыления слоев AuGe/Ni/Au и отжига при $T = 400\,°$C. Для создания меза-структуры диаметром 20–100 мкм была использована стандартная технология химического травления. Расчетный профиль дна зоны проводимости нашей гетероструктуры при напряжении смещения $V = 5$ мВ показан на рис.1. Наличие InAs квантовых точек в барьере приводит к образованию набора

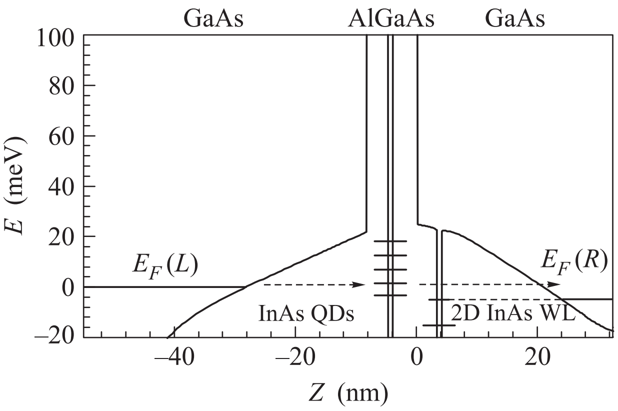

Рис.1. Расчетный потенциальный профиль активной части экспериментальной структуры при положительном напряжении смещения 5 мэВ. Стрелками показано направление тока электронов

дискретных нульмерных электронных состояний. В отсутствие смещения электроны диффундируют из легированных GaAs контактов в состояния двумерной InAs квантовой ямы (WL) и накапливающийся там отрицательный заряд вызывает обеднение слоев, прилегающих к $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ барьеру (см. рис.1). При приложении напряжения смещения туннелирование электронов из трехмерного (3D) GaAs эмиттера в дискретные электронные состояния в квантовых точках приводит к пикам на $I(V)$-характеристике. Пик в токе возникает, когда энергия квантовой точки совпадает с энергией Ферми эмиттера. В дальнейшем, в тексте статьи положительным мы будем называть такое напряжение смещения, когда электроны туннелируют из подложки через квантовые точки в барьере, слева направо, как показано на рис.1 стрелками. $I(V)$-характеристики были измерены по стандартной методике с уровнем шумов менее 30 фА. Измерения проводились в температурном диапазоне от 370 мК до 4.2 К в магнитных полях до 12 Тл.

На рис.2а показана $I(V)$-характеристика экспериментального образца при $T = 0.5$ К, которая демонстрирует серию резких пиков в интервале напряжений

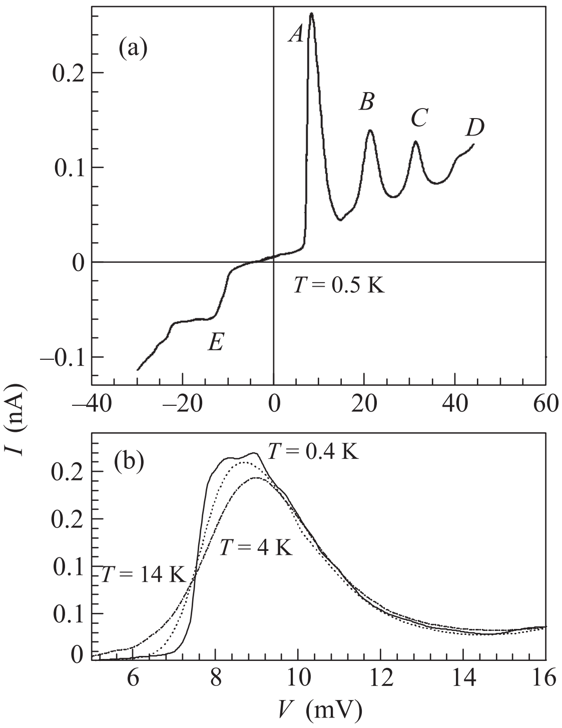

Рис.2. (a) $I(V)$-характеристика экспериментального образца при $T = 0.5$ К. (b) $I(V)$-характеристика первого резонансного пика при температурах 0.5 К (сплошная линия), 1.4 К (пунктир) и 4 К (штрих-пунктирная линия)

от 8 до 50 мВ при положительном напряжении смещения, обозначенных как A, B, C и D, являющихся проявлением резонансного туннелирования электронов через InAs квантовые точки в (AlGa)As барьере, и ступеньку E вследствие проявления кулоновской блокады при отрицательном смещении. Положения и амплитуды таких пиков различны для разных образцов, однако полностью воспроизводимы для каждого образца в отдельности даже после термоциклирования. Различие в форме резонансных особенностей при разных направлениях смещения объясняется асимметрией барьерной области нашей гетероструктуры. Вследствие того, что рост точек начинается от середины барьерного слоя и точки обладают конечной высотой ($\sim$ 2–3 нм), толщина туннельного слоя под квантовой точкой (то есть справа от слоя InAs на рис.1) оказывается несколько больше, чем над ней, так что при положительном смещении скорость туннелирования электрона из эмиттера в квантовую точку намного меньше скорости туннелирования из точки в коллектор, то есть $\Gamma_R \gg \Gamma_L$.

В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением поведения первого пика A, поскольку именно здесь при низкой температуре и относительно сильном магнитном поле нами наблюдалась сингулярность в туннельном токе. На рис.2b показана температурная зависимость первого резонанса A. Форма резонансной особенности на $I(V)$-характеристике при туннелировании через нульмерное состояние (0D) отражает размерность эмиттера [12]. Резкое пороговое возрастание туннельного тока возникает при напряжении смещения V_0, когда энергия состояния квантовой точки E_{QD} совпадает с энергией Ферми эмиттера E_F. При дальнейшем увеличении смещения резонансный ток падает и становится равным нулю при совпадении E_{QD} и дна зоны проводимости в эмиттере E_C при напряжении V_1. Таким образом, треугольная форма резонансной особенности в токе с резким фронтом должна наблюдаться при 0D-3D туннелировании в области напряжений между V_0 и V_1. Конечная температура приводит к размытию фронта резонанса, и туннельный ток определяется выражением [13]

$$I \sim \frac{V_1 - V}{1 + \exp\left(\alpha e(V_0 - V)/kT\right)} \quad (V \le V_1), \qquad I = 0 \quad (V > V_1), \tag{1}$$

где α – коэффициент перевода измеряемого напряжения смещения в энергию. Сопоставление экспериментальных кривых при различных температурах с формулой (1) позволило нам получить величину $\alpha \approx 0.44$ (см. рис.2b). Эта величина согласуется с величиной α, полученной нами из самосогласованных расчетов потенциального профиля вдоль экспериментальной структуры в интересующем нас интервале напряжений 0–50 мВ. Самосогласованное решение системы уравнений Пуассона и Шредингера получено численным методом, подобным описанному в работе [14]. В результате эти вычисления позволили нам определить величину энергии Ферми эмиттера в области первого резонанса $E_F = \alpha(V_2 - V_1) = 2.4$ мэВ.

Далее мы рассмотрим транспортные характеристики экспериментальной гетероструктуры при приложении магнитного поля. На рис.3 показаны $I(V)$-

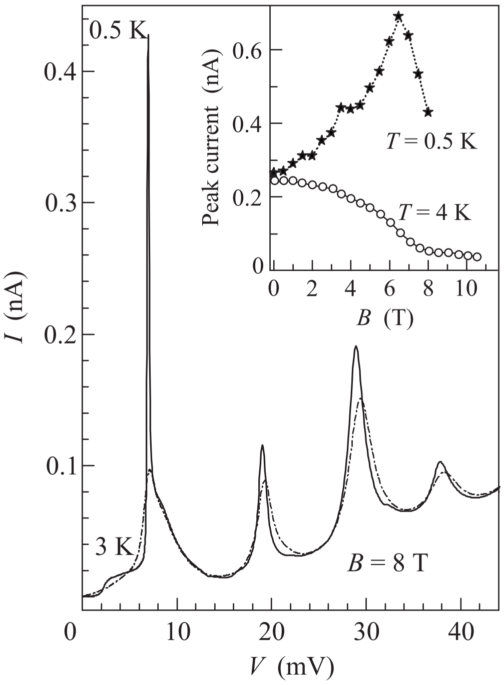

Рис.3. $I(V)$-характеристика экспериментального образца в магнитном поле 8 Тл при двух различных температурах $T = 0.5$ К (сплошная линия) и 3 К (штрихпунктирная линия). Вставка: зависимость от перпендикулярного току магнитного поля амплитуды пика A для температуры 4 К (точки) и 0.5 К (звездочки)

характеристики образца в перпендикулярном току магнитном поле 8 Тл при двух различных температурах. $I(V)$-характеристика при $T = 3$ К показывает четыре резонансные особенности, соответствующие, как и в отсутствие магнитного поля, туннелированию через различные состояния квантовых точек. Уменьшение температуры до 0.5 К приводит к чрезвычайно резкому обострению фронта резонанса A при напряжении смещения 8 мВ, соответствующего порогу туннелирования через нижнее по энергии нульмерное состояние и незначительному увеличению амплитуды других резонансов. Такое незначительное увеличение амплитуды резонансов при 20, 30 и 40 мВ мы можем объяснить уменьшением температурного уширения распределения Ферми электронов в эмиттере. Появление же сингулярности в токе при напряжении смещения $\sim$ 8 мВ не может быть объяснено только уменьшением температурного размытия эмиттера. Ширина этого пика (на полувысоте) составляет всего 0.3 мВ, что соответствует 130 мкэВ в энергетической шкале. Эта сингулярность представляет собой резкий рост туннельного тока с последующим, более медленным его падением при увеличении смещения. Как будет показано дальше, мы связываем это неожиданное увеличение тока в магнитном поле с проявлением ферми-краевой сингулярности при туннелировании через локализованное состояние. Подобная сингулярность наблюдалась нами и при приложении магнитного поля, параллельного направлению тока (не приводится в данной работе для краткости). Еще раз отметим, что сингулярность не наблюдалась нами в отсутствие магнитного поля даже при наиболее низкой из доступных нам температур ~ 0.4 K (см. рис.2b). На $I(V)$-характеристике при 0.4 K за порогом туннелирования видны только слабые особенности, связанные, по-видимому, с мезоскопическими флуктуациями плотности состояний электронов в эмиттере [15].

На вставке к рис.3 показана зависимость амплитуды резонанса A от величины перпендикулярного туннельному току магнитного поля B для температур 4.2 и 0.5 K. Уменьшение амплитуды туннельного резонанса с увеличением B связано с хорошо известным эффектом, который может быть понят в терминах одночастичной модели электронного туннелирования в перпендикулярном току магнитном поле. Этот эффект является основой метода визуализации волновых функций электронов в квантовых точках с помощью магнитотуннельной спектроскопии (МТС) и детально был рассмотрен в работах [16 – 18]. Амплитуда пика A при $T = 4$ K имеет сильную зависимость от ориентации магнитного поля в плоскости роста (не показана в данной статье). В противоположность этому амплитуда пика A при $T = 0.5$ K практически изотропна. Это обусловлено проявлением при очень низкой температуре эффективного дополнительного канала туннелирования с электрон-электронным взаимодействием, эффективность которого имеет отличную от одночастичного канала зависимость от величины и направления перпендикулярного магнитного поля и не позволяет нам измерять форму волновых функций квантовых точек, как при температуре ~ 4 K.

Для того чтобы определить природу наблюдаемого нами многочастичного тока, далее мы произвели анализ формы резонансных особенностей. На рис.4a подробно показана первая по напряжению резонансная особенность (пик A) в перпендикулярном магнитном поле $B = 8$ Тл и $T = 0.5$ K. Мы полагаем, что полный ток на рис.4a определяется преимущественно каналом туннелирования с электрон-электронным взаимодействием, поскольку, как ясно видно на вставке к рис.3, одноэлектронный ток подавляется магнитным полем. Именно это и позволяет нам анализировать форму экспериментальной резонансной особенности и сравнивать ее с теоретическими предсказаниями [3, 4]. Форма экспериментального пика, то есть резкий рост туннельного тока с последующим падением по степенному закону $I \sim (V - V_0)^{-\gamma}$, где V_0 – напряжение, соответствующее пику в туннельном токе, является характерной именно для ферми-краевой сингулярности [3, 4]. Для кривой на рис.4a при $B = 8$ Тл и $T = 0.5$ K нами получена величина $\gamma = 0.77$, что намного превосходит теоретически предсказанную величину для подобной экспериментальной структуры [3] без магнитного поля, и несколько выше, чем величина γ, полученная в работах [10, 11] для магнитного поля $B = 28$ Тл, приложенного параллельно направлению туннельного тока.

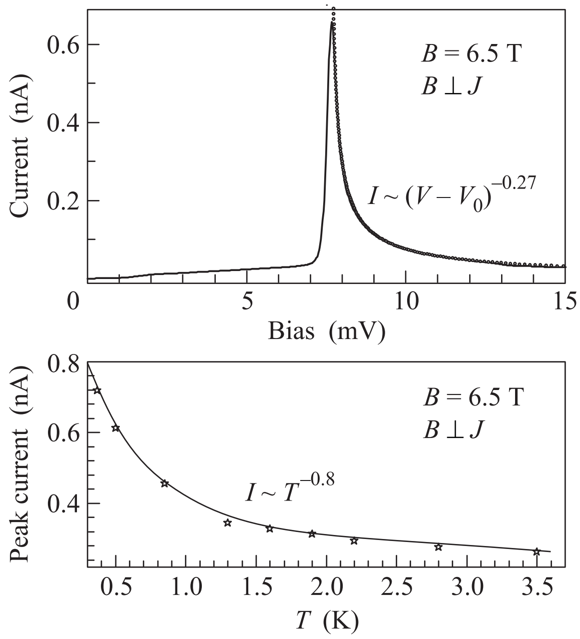

Рис.4. (a) $I(V)$-характеристика экспериментального образца в области первого резонанса в перпендикулярном магнитном поле 6.5 Тл при $T = 0.5$ K. Точками показана зависимость $I \sim (V - V_0)^{-\gamma}$ с показателем степени $\gamma \sim 0.77$. (b) Экспериментальная зависимость амплитуды ФКС пика от температуры (звездочки). Прямая линия соответствует степенной зависимости пикового тока $I_0 \sim T^{-\gamma}$, с показателем степени $\gamma \sim 0.8$

Определить природу аномального возрастания туннельного тока при туннелировании через квантовую точку можно также с помощью анализа температурных зависимостей $I(V)$-характеристик. Как показано в [7], тот факт, что площадь под $I(V)$-кривой в области резонанса растет с уменьшением температуры, недвусмысленно указывает на многочастичную природу эффекта. Наши экспериментальные кривые ясно демонстрируют такое поведение (см. рис.3). Кроме того, экспериментальное исследование температурных зависимостей туннельных характеристик является еще одним способом определения показателя степени γ [6, 10].

Как видно из рис.4b, амплитуда пика A уменьшается с увеличением температуры по степенному закону $I \sim T^{-\gamma}$ с $\gamma \sim 0.8$. Эта величина совпадает с экспериментальной точностью с величиной γ, полученной из формы резонансных особенностей $I(V)$-характеристик при $V > V_0$. Таким образом, анализ температурных зависимостей дает нам дополнительное независимое подтверждение того, что аномальное увеличение туннельного тока с уменьшением температуры и увеличением магнитного поля связано с проявлением взаимодействия туннелирующего электрона с электронным газом в эмиттере (то есть с ФКС).

Однако следует отметить, что чрезвычайно большая величина показателя степени $\gamma \sim 0.8$ не может быть объяснена в рамках существующей теории ФКС (применимой только в случае $\gamma \ll 1$ [3], когда величина γ определяется величиной энергии Ферми и длиной туннелирования), без ее существенной модернизации. Подобное зарегистрированному нами увеличение ФКС наблюдалось недавно в очень сильных магнитных полях, параллельных току, при туннелировании через InAs квантовые точки в однобарьерных гетероструктурах [10, 11]. В этой работе была предложена модифицированная модель ФКС и было показано, что взаимодействие между локализованным зарядом в квантовой точке и электронами в трехмерном эмиттере может привести к значительной ферми-краевой сингулярности, если электронами заполнен только последний вырожденный по спину уровень Ландау. Такое взаимодействие приводило к ФКС с $\gamma \sim 0.5$ в сильных магнитных полях (~ 30 Тл). В наших экспериментах величина энергии Ферми в 3D эмиттере при напряжениях смещения вблизи пика A составляла 2.4 мэВ и была приблизительно в шесть раз меньше, чем в [10, 11]. Таким образом, в нашей гетероструктуре 3D эмиттер при 8 Тл оказывается полностью спин-поляризованым и мы смогли наблюдать ФКС с $\gamma \sim 0.8$ в относительно слабых магнитных полях. Здесь следует отметить, что полная спиновая поляризация электронов в эмиттере является причиной ненаблюдаемости зеемановского расщепления нульмерных состояний в нашем эксперименте.

Наконец, отметим еще раз, что мы наблюдали сильную ФКС как в параллельном, так и в перпендикулярном магнитном поле. Хотя 3D эмиттер будет квантован при обоих направлениях магнитного поля, но, по-видимому, теоретическое описание ФКС для перпендикулярного поля будет несколько отличаться от предложенного в [10, 11]. На наш взгляд, этот вопрос требует дальнейшего, более детального изучения.

Таким образом, нами обнаружено аномальное возрастание туннельного тока через квантовые точки в магнитном поле, которое не может быть объяснено в рамках одноэлектронного приближения. Предложено объяснение наблюдаемого эффекта в соответствии с модифицированной теорией Матвеева–Ларкина, которая предсказывает существование сингулярности в туннельном токе через нульмерное состояние вследствие взаимодействия туннелирующего электрона с электронным газом в эмиттере.

Авторы благодарны М. Хенини и профессору Л. Ивсу за предоставленные гетероструктуры, А.В. Хаецкому, И.А. Ларкину и Ю.В. Дубровскому за многочисленные обсуждения и интерес к работе. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 03-02-17693 и # 04-02-16869).

1. L. P. Kouwenhoven, C. M. Marcus, P. L. McEuen et al., in: *Mesoscopic Electron Transport*, Eds. L. L. Sohn et al., Kluwer,Dordrecht, 1997, p. 105.
2. D. Goldhaber-Gordon, J. Cores, M. A. Kastner et al., Nature (London) **391**, 156 (1998); S. M. Cronenwett et al., Science **281**, 540 (1998).
3. K. A. Matveev and A. I. Larkin, Phys. Rev. **B46**, 15337 (1992).
4. G. E. W. Bauer, Surface Science **305**, 358 (1994).
5. A.K. Geim, P.C. Main, N. La Scala Jr. et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 2061 (1994).
6. D. H. Cobden and B. A. Muzykantskii, Phys. Rev. Lett. **75**, 4274 (1995).
7. C. Zhang, D. J. Fisher, and S. M. Stewart, Surface Science **361/362**, 231 (1995).
8. K. A. Benedict, A. S. G. Thornton, T. Ihn et al., Physica **B256/258**, 519 (1998).
9. D. A. Abanin and L. S. Levitov, Phys. Rev. Lett. **93**, 126802 (2004).
10. I. Hapke-Wurst, U. Zeitler, H. Frahm et al., Phys. Rev. **B62**, 12621 (2000).
11. I. Hapke-Wurst, *Resonanter Magnetotransport durch selbstorganisierte InAs Quantenpunkte*, Dissertation, Universität Hannover, 2002.
12. H. C. Liu and G. C. Aers, J. Appl. Phys. **65**, 4908 (1989).
13. T. Suzuki, Y. Haga, K. Nomoto et al., Solid-State Electronics **42** (7-8), 1303 (1998).
14. H. Tan, G. L. Snider, L. D. Chang, and E. L. Hu, J .Appl. Phys. **68**, 4071 (1990).
15. T. Schmidt, R. J. Haug, V. I. Fal'ko et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 1540 (1997).
16. E. E. Vdovin, A. Levin, A. Patane et al., Science **290**, 122 (2000).
17. E. E. Vdovin, Yu. N. Khanin, A. V. Veretennikov et al., JETP Lett. **74**, 41 (2001).
18. A. Patane, R. J. A. Hill, L. Eaves et al., Phys. Rev. **B65**, 165308, (2002).