

Бесфононная прыжковая проводимость в двумерных слоях квантовых точек

А. И. Якимов¹⁾, А. В. Двуреченский, А. И. Никифоров, А. А. Блошкин⁺

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

⁺Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 20 февраля 2003 г.

Исследованы закономерности транспорта заряда, обусловленного прыжковой проводимостью дырок вдоль двумерных слоев квантовых точек Ge в Si. Показано, что температурная зависимость проводимости подчиняется закону Эфроса-Шкловского. Обнаружено немонотонное изменение эффективного радиуса локализации носителей заряда в квантовых точках при заселении точек дырками, связанное с последовательным заполнением электронных оболочек. Установлено, что при низких температурах ($T < 10$ К) предэкспоненциальный множитель прыжковой проводимости перестает зависеть от температуры и осциллирует при варьировании степени заполнения квантовых точек дырками, принимая значения, кратные кванту кондактанса e^2/h . Полученные результаты свидетельствуют о том, что при понижении температуры происходит переход от активированной фононами прыжковой проводимости к бесфононному переносу заряда, доминирующую роль в процессах которого играет кулоновское взаимодействие локализованных носителей заряда.

PACS: 73.20.Mf, 73.50.Pz

Введение. Если сопротивление двумерной неупорядоченной системы больше величины, определяемой квантом сопротивления h/e^2 , где h – постоянная Планка, e – единица элементарного заряда, то система находится на диэлектрической стороне перехода металл–изолятор, и ее проводимость G стремится к нулю с уменьшением температуры T [1, 2]. В режиме сильной локализации носителей заряда, когда величина радиуса локализации ξ много меньше расстояния между локализованными состояниями, перенос заряда осуществляется с помощью туннельных прыжков электронов с одного центра на другой, причем при низких температурах длина прыжка увеличивается с понижением температуры [3]. Наличие в системе беспорядка того или иного происхождения является причиной разброса энергетических уровней, соответствующих различным локализованным состояниям. Поэтому при переходе между центрами локализации электрон вынужден поглощать либо испускать фононы. В условиях этого традиционно-го механизма стимулированного фононами (phonon-assisted) прыжкового транспорта зависимость проводимости от температуры имеет вид

$$G(T) = G_0 \exp[-(T_0/T)^x], \quad (1)$$

где параметр T_0 определяется свойствами материала, показатель степени $x < 1$ – энергетической зави-

симостью плотности состояний вблизи уровня Ферми $g(E_f)$. Если межэлектронное взаимодействие в системе несущественно и $g(E_f) = \text{const}$, то $x = 1/3$ (закон Мотта для двумерной системы), $T_0 = 13.8/k_B g(E_f)\xi^2$, где k_B – постоянная Больцмана [4]. Теоретически было предсказано [5, 6], а затем продемонстрировано в экспериментах на примере гетероструктур GaAs/Al_xGa_{1-x}As [7] и Ge/Si с квантовыми точками (КТ) Ge [8] с введенным в систему искусственным экраном, что наличие дальнедействующего кулоновского взаимодействия приводит к закону Эфроса–Шкловского:

$$G(T) = G_0 \exp[-(T_0/T)^{1/2}], \quad (2)$$

где $T_0 = 6.2e^2/k_B\kappa\xi$ [6], κ – относительная диэлектрическая проницаемость. В рамках механизма прыжковой проводимости с участием фононов предэкспоненциальный множитель G_0 имеет вид $G_0 = \gamma T^m$, где γ – не зависящий от температуры параметр, отражающий характерную частоту “попыток” электронных прыжков. Теоретические расчеты [6, 9] и экспериментальные исследования [7, 10, 11] показывают, что показатель степени m имеет величину вблизи $m \sim -1$.

В 1994 г. Алейнером, Поляковым и Шкловским была высказана гипотеза о том, что в некоторых условиях стимулировать электронные переходы между локализованными состояниями с разными энергиями могут не фононы, а межэлектронное взаимо-

¹⁾e-mail: yakimov@isp.nsc.ru

действие [12]. В этом случае предэкспоненциальный множитель G_0 не зависит от температуры. Вопрос о влиянии электрон-электронного взаимодействия на проводимость двумерных систем встал особо остро после повторного открытия перехода металл – изолятор [1]. Для систем с малым беспорядком, в которых амплитуда флуктуаций кулоновского потенциала вследствие случайной перезарядки групп близко расположенных локализованных состояний больше характерной энергии беспорядка в системе, бесфононный механизм прыжковой проводимости был предложен Козубом, Барановским и Шлимаком [13]. Случайные акты перескоков электронов между состояниями приводят к флуктуирующему во времени кулоновскому потенциалу в окружающей системе. В свою очередь взаимодействие связанных на центрах носителей, участвующих в прыжковом переносе заряда, с этим потенциалом изменяет их энергию и, следовательно, вероятность туннельных переходов. В некоторые моменты времени возникает резонансная ситуация, когда два близких в пространстве уровня совпадают по энергии и носитель заряда переходит с одного центра на другой. В этом случае для транспорта заряда не нужны фононы, и фактором, способствующим прыжковому переносу заряда, является кулоновское взаимодействие. Авторы [13] показали, что в условиях проявления такого бесфононного механизма зависимость проводимости от температуры должна описываться формулой, близкой к (2), с предэкспоненциальным множителем, не зависящим от температуры и имеющим величину порядка e^2/h .

Недавно появились экспериментальные работы, выполненные на Si МДП транзисторах [14], Si/SiGe квантовых ямах [15], GaAs/AlGaAs гетероструктурах [2, 16], Ge/Si квантовых точках [8], в которых сообщалось о наблюдении двумерной прыжковой проводимости вида (2), но с не зависящим от температуры предэкспоненциальным множителем, равным e^2/h [8, 14, 16] либо $2e^2/h$ [2, 15]. Эти результаты противоречили модели активированной фононами прыжковой проводимости в двумерных неупорядоченных системах и указывали на необходимость поиска новых механизмов прыжкового транспорта заряда. Недостатком цитированных выше работ было то, что при анализе экспериментальных данных *a priori* полагалось $G_0 = \text{const}$, тогда как нужно было показать, что действительно $m = 0$. В связи с этим обстоятельством задача экспериментального выявления бесфононной прыжковой проводимости не решена и по сей день.

На наш взгляд, для этой цели в качестве объекта исследования наилучшим образом подходят гетероструктуры Ge/Si, содержащие слои самоорганизу-

ющихся квантовых точек Ge, образующиеся при гетероэпитаксии упруго напряженных систем [17], поскольку: 1) удается получать плотные массивы со слоевой плотностью КТ до 10^{12} см^{-2} [18], в которых прыжковый транспорт дырок между КТ является доминирующим механизмом протекания тока при низких температурах [8]; 2) в связи с особенностью гетероэпитаксии нанокластеры Ge лежат точно в одной плоскости (плоскости роста), то есть отсутствует фактор беспорядка, связанный с неупорядоченностью в направлении роста структуры; 3) в отличие от большинства примесей в полупроводниках ансамбли КТ могут выступать как система многозарядных центров локализации, в которой роль кулоновских потенциалов наиболее существенна. Целью нашей работы являлось установление механизма и закономерностей переноса заряда в слоях квантовых точек Ge/Si.

Формирование гетероструктур Ge/Si с КТ.

Образцы выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках Si(001) с удельным сопротивлением $1000 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, легированных бором до концентрации $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Температура роста слоев Si составляла соответственно 800 и 500°C до и после осаждения слоя Ge. Слой Ge с толщиной 8 монослоев ($\approx 10 \text{ \AA}$) вводился в середину выращенного на подложке 90 нм слоя Si при температуре 300°C . Формирующиеся при этом нанокластеры Ge имели форму пирамид, средние размеры основания пирамид в плоскости роста составляли 10 нм , высота $\sim 1 \text{ нм}$, слоевая плотность нанокластеров $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ [19]. Контролируемое заполнение островков Ge дырками осуществлялось введением в образцы δ -легированного бором слоя Si на расстоянии 5 нм ниже слоя КТ. Поскольку энергия ионизации примесей бора в кремнии составляет всего 45 мэВ , а энергии залегания первых десяти уровней дырок в германиевых пирамидах такого размера, отсчитанные от потолка валентной зоны Si, $200 - 320 \text{ мэВ}$ [20], то при температурах ниже комнатной дырки, уходя с примесей, заселяют уровни в КТ. Концентрация бора в различных образцах варьировалась от $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $2.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что позволяло менять среднее число дырок N_h , приходящихся на одну КТ Ge, от 0.5 до 6 с шагом 0.5 . Омические контакты формировались напылением Al площадок на поверхность образцов и дальнейшим прогревом структуры при температуре 400°C в атмосфере азота. Измерения тока при различных T проводились при напряжениях, не превышающих 20 мВ , что соответствовало омическому участку вольт-амперных характеристик во всем исследованном интервале температур.

Экспериментальные результаты. На рис.1 приведены экспериментальные зависимости про-

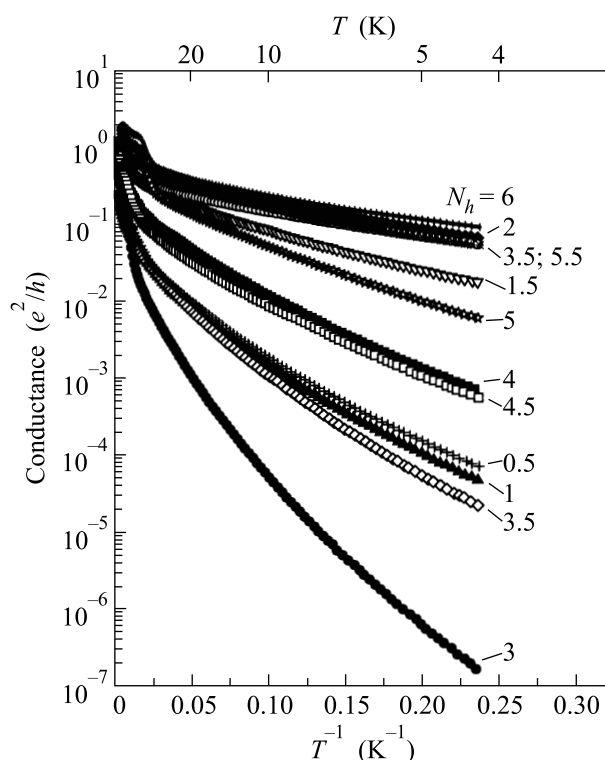


Рис.1. Температурные зависимости проводимости в образцах с различным средним числом дырок, приходящихся на одну КТ Ge

димости в единицах e^2/h от температуры, построенные в координатах Аррениуса, для образцов с различным числом дырок N_h . Во всех образцах при низких температурах $G(T) \lesssim e^2/h$, что характерно для диэлектрической стороны перехода металл-изолятор. Для получения детальной информации о функциональной зависимости $G(T)$ мы использовали дифференциальный метод анализа безразмерной энергии активации проводимости [21] $w(T) = \partial \ln G(T) / \partial \ln T = m + x(T_0/T)^x$. В таком подходе, если $m \ll x(T_0/T)^x$, то $\log w(T) = A - x \log T$ и $A = x \log T_0 + \log x$. Строя $\log w(T)$ как функцию $\log T$, из наклона прямой можно найти показатель x , а по точке пересечения прямой с осью ординат – параметр A , а значит и характеристическую температуру $T_0 = (10^A/x)^{1/x}$. Типичные зависимости $\log w(T)$ от $\log T$ для некоторых образцов приведены на рис.2. При $T \lesssim 10$ К наблюдается линейная связь между $\log w(T)$ и $\log T$, указывающая на то, что при этих температурах $m \ll x(T_0/T)^x$. Из угла наклона аппроксимирующих прямых (сплошные линии на рис.2) мы нашли, что для всех 12 образцов

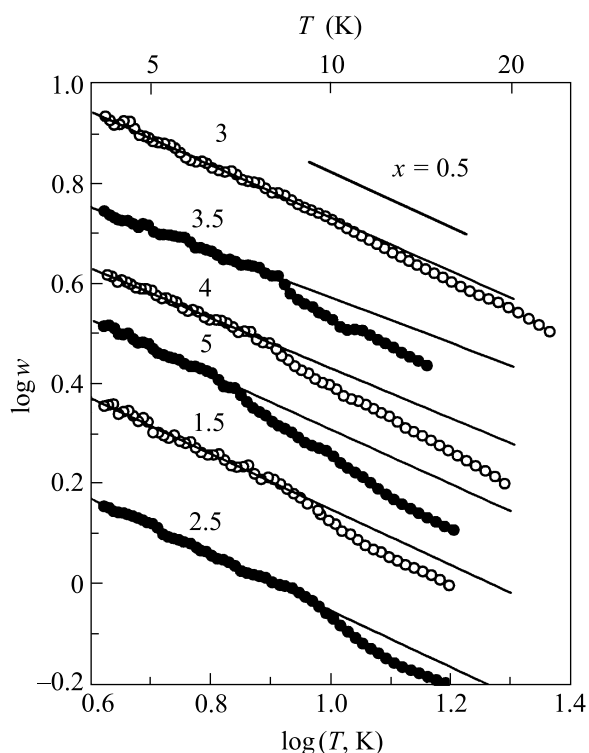


Рис.2. Зависимости логарифмической производной $w(T) = \partial \ln G(T) / \partial \ln T$ от температуры для образцов с различным средним числом дырок, приходящихся на одну КТ Ge

показатель степени x имеет примерно одну и ту же величину $x = 0.51 \pm 0.05$, в согласии с формулой (2).

Поскольку уже установлено, что $x \simeq 0.5$, то для дальнейшего нахождения показателя степени m в области низких температур можно использовать метод нелинейной регрессии. С этой целью экспериментальные зависимости $G(T)$ при $T < 10$ К аппроксимировались выражением $G(T) = \gamma T^m \exp[-(T_0/T)^{1/2}]$, при этом параметры γ , m и T_0 варьировались до совпадения расчетных кривых с экспериментальными. Результаты такой процедуры представлены на рис.3. Символами показаны экспериментальные данные, сплошные линии – расчетные кривые. Было установлено, что величина m лежит в области $-(0.11 \pm 0.09)$ (рис.4а). Близость m к нулю позволяет сделать вывод о том, что действительно при низких температурах предэкспоненциальный множитель G_0 практически не зависит от температуры.

Аналогичный подход к определению температурной зависимости $G_0(T)$ был применен для области высоких температур ($10 < T < 40$ К). Величина высокотемпературного показателя степени m в образцах с различным средним числом дырок N_h приве-

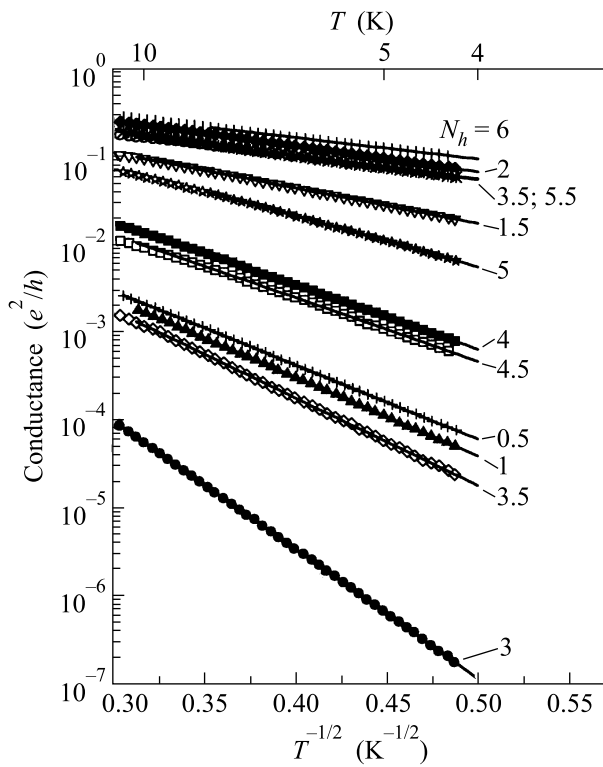


Рис.3. Температурные зависимости проводимости, построенные в координатах $\log G-T^{-1/2}$. Символы – экспериментальные точки, сплошные линии – результат аппроксимации данных эксперимента формулой $G(T) = \gamma T^m \exp[-(T_0/T)^{1/2}]$. T_0 , γ и m – варьируемые параметры

дена на рис.4а. Для понимания наблюдаемой зависимости $m(N_h)$ необходимо обратиться к строению электронных оболочек в КТ Ge. Численное моделирование энергетического спектра дырок и их волновых функций в пирамидальных нанокластерах Ge в Si было выполнено в работе Двуреченского, Ненашева и Якимова [20]. Основное состояние дырки имеет s -образную симметрию и двукратно вырождено по направлению спина. Первое возбужденное состояние обладает p -образной симметрией со степенью вырождения 4, одна двойка связана со спиновой степенью свободы и другая – с эквивалентностью кристаллографических направлений, вдоль которых ориентированы диагонали основания пирамиды Ge [20]. Из рис.4а видно, что в самом начале заполнения каждой из оболочек ($N_h = 0.5$ для s -оболочки и $N_h = 3-4$ для p -оболочки) $m = -(0.75 \pm 0.05)$, то есть проводимость происходит с участием фононов, однако в конце заполнения даже при высоких температурах возникает существенный вклад от бесфононных процессов ($m \rightarrow 0$). Наиболее вероятная гипотеза, объясняющая такое поведение, заключается в том, что ког-

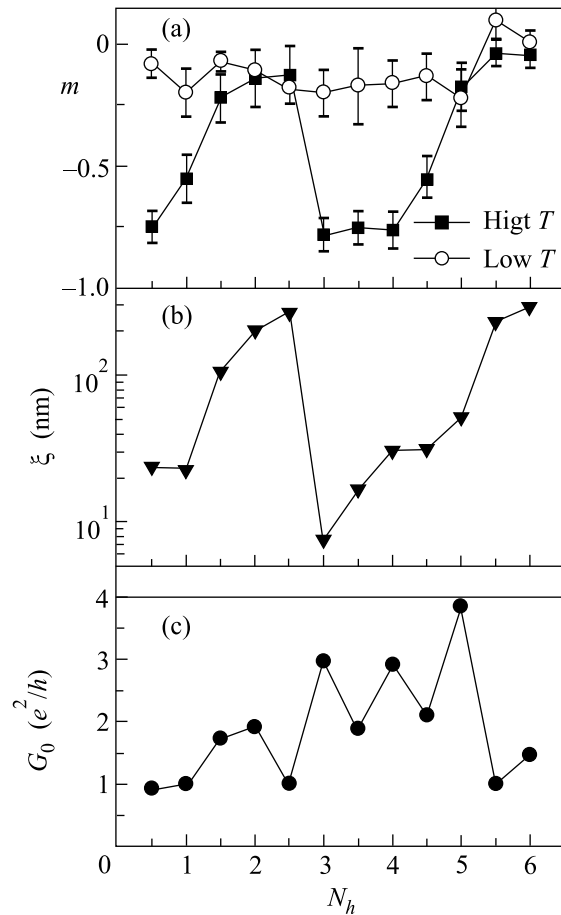


Рис.4. Зависимость (а) показателя степени m , характеризующего температурную зависимость предэкспоненциального множителя G_0 в области высоких ($10 < T < 40$ К) и низких ($T < 10$ К) температур, (б) эффективного радиуса локализации ξ и (с) величины предэкспоненциального множителя G_0 при низких температурах ($T < 10$ К) от среднего числа дырок в КТ N_h

да оболочка полностью пуста или полностью заполнена интенсивность актов перезарядки локализованных электронных состояний мала (в первом случае нет подвижного заряда, а во втором нет свободных мест с близкими уровнями энергии), и механизм стимулированного кулоновским взаимодействием прыжкового транспорта [13] подавлен. В пользу такой интерпретации свидетельствует зависимость эффективного радиуса локализации ξ , показанная на рис.4б. Величина ξ находилась из соотношения $T_0 = 6.2e^2/k_B\kappa\xi$ с $\kappa = 12$ для Si. В ситуации прыжковой проводимости по примесной зоне ξ , как правило, есть не что иное как боровский радиус носителя заряда на примеси. В случае КТ, когда в каждой из них имеется несколько связанных состояний, электроны могут переходить, например, из основного состояния одной КТ

в возбужденное состояние другой КТ. При этом эффективный радиус локализации отражает пространственный масштаб перекрытия волновых функций в начальном и конечном состояниях. Из рис.4б видно, что наименьшая величина ξ достигается в образце с $N_h = 3$. Это означает, что действительно при таких значениях N_h происходит завершение заполнения s -оболочки и дырки при перескоках вынуждены переходить в p -оболочку с совершенно иной электронной конфигурацией.

Вернемся к анализу предэкспоненциального множителя в области низких температур. Зависимость $G_0(N_h)$ представлена на рис.4с. Оказалось, что в согласии с теорией электрон-электронного взаимодействия префактор действительно имеет величину порядка e^2/h , однако он не постоянен, а изменяется при варьировании степени заполнения КТ дырками N_h , принимая значения, кратные e^2/h . В настоящее время нет сложившегося объяснения осцилляционного поведения G_0 и необходимы дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования эффектов кулоновского взаимодействия в процессах переноса заряда в режиме сильной локализации двумерных неупорядоченных систем.

В заключение необходимо сделать еще одно пояснение. При понижении температуры уменьшается число фононов с данной энергией. Как следствие, возникают две альтернативы. Первая – электрон вынужден перескакивать на более отдаленное в пространстве состояние с минимальной разницей в энергии. И вторая – изменив энергию состояния за счет кулоновского взаимодействия с центрами с флуктуирующим зарядом, совершить прыжок на более близкое состояние. По-видимому, при низких T вероятность второго процесса больше. По этой причине при охлаждении системы происходит смена механизмов прыжковой проводимости.

Авторы признательны С. Д. Барановскому за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 03-02-16526) и программы “Университеты России” (грант # УР.01.01.019).

1. S. V. Kravchenko, W. E. Mason, G. E. Bowker et al., *Phys. Rev.* **B51**, 7038 (1995).
2. M. Y. Simmons, A. R. Hamilton, M. Pepper et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1292 (1998).
3. N. Mott, *J. Non-Cryst. Solids* **1**, 1 (1968).
4. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, М.: Наука, 1979.
5. A. L. Efros and B. I. Shklovskii, *J. Phys.* **C8**, L49 (1975).
6. D. N. Tsigankov and A. L. Efros, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 176602 (2002).
7. F. W. Van Keuls, X. L. Hu, H. W. Jiang, and A. J. Damm, *Phys. Rev.* **B56**, 1161 (1997).
8. A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii, V. V. Kirienko et al., *Phys. Rev.* **B61**, 10 868 (2000).
9. Е. И. Левин, В. Л. Нгуен, Б. И. Шкловский, А. Эфрос, *ЖЭТФ* **92**, 1499 (1987).
10. G. Ebert, K. von Klitzing, C. Probst et al., *Solid State Commun.* **45**, 625 (1983).
11. A. Briggs, Y. Guldner, J. P. Vieren et al., *Phys. Rev.* **B27**, 6549 (1983).
12. I. L. Aleiner, D. G. Polyakov, and B. I. Shklovskii, in *Proc. of the 22nd Intern. Conf. on the Physics of Semiconductors*, Vancouver, 1994, Ed. D. S. Lockwood, World Scientific, Singapore, 1994, p. 787.
13. V. I. Kozub, S. D. Baranovskii, and I. S. Shlimak, *Solid State Commun.* **113**, 587 (2000).
14. W. Mason, S. V. Kravchenko, G. E. Bowker, and J. Furneaux, *Phys. Rev.* **B52**, 7857 (1995).
15. J. Lam, M. D'Iorio, D. Brown, and H. Lafontaine, *Phys. Rev.* **B56**, R12741 (1997).
16. S. I. Khondaker, I. S. Shlimak, J. T. Nicholls et al., *Phys. Rev.* **B59**, 4580 (1999).
17. О. П. Пчеляков, Ю. Б. Болховитянов, А. В. Двуреченский и др., *ФТП* **34**, 1281 (2000).
18. A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii, A. I. Nikiforov et al., *Phys. Rev.* **B67**, to be published.
19. N. P. Stepina, R. Beyer, A. I. Yakimov et al., *Phys. Low-Dim. Struct.* **11/12**, 262 (2001).
20. A. V. Dvurechenskii, A. V. Nenashev, and A. I. Yakimov, *Nanotechnology* **13**, 75 (2002).
21. А. Г. Забродский, К. Н. Зиновьева, *ЖЭТФ* **86**, 727 (1984).