

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПО ВЕРХНЕЙ ЗОНЕ ХАББАРДА В МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ p -GaAs/AlGaAs

*Н. В. Агринская**, *В. И. Козуб*, *Ю. Л. Иванов*,
В. М. Устинов, *А. В. Черняев*, *Д. В. Шамшур*

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
194031, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 23 февраля 2001 г.

На многослойных структурах GaAs/AlGaAs p -типа, легированных бериллием, с квантовыми ямами шириной 15 нм впервые подробно исследована низкотемпературная двумерная прыжковая проводимость (с переменной длиной прыжка) осуществляемая по состояниям верхней зоны Хаббарда. Эта ситуация была реализована с помощью легирования слоя внутри ямы и близкого к яме барьерного слоя, когда верхняя зона Хаббарда (A^+ -центры) была в равновесном состоянии заполнена дырками. Во всем температурном интервале (4–0.4 К) проводимость носила характер моттовской прыжковой проводимости. Проведен анализ положительной и отрицательной ветвей магнитосопротивления, а также неомической прыжковой проводимости при низких температурах. Оценены плотность состояний и радиус локализации, амплитуда рассеяния и число рассеивателей в верхней зоне Хаббарда. Установлено, что картина интерференционных явлений в прыжковой проводимости по A^+ -зоне качественно аналогична соответствующей картине для обычной примесной зоны, однако подбарьерное рассеяние является относительно слабым.

PACS: 73.20.Dx, 71.30.+h

1. ВВЕДЕНИЕ

К проводимости $2D$ -структур, в частности, структур на p -GaAs/AlGaAs в последнее время проявляется большой интерес. Это связано с тем, что в наиболее чистых структурах при низких температурах в зависимости от концентрации носителей наблюдался переход от температурной зависимости сопротивления диэлектрического типа к зависимости металлического типа.

Важно то, что скэйлинговая теория локализации предсказывает для двумерных структур диэлектрическое поведение в пределе низких температур и не допускает перехода металл–диэлектрик. Было предложено несколько подходов к решению этой проблемы [1–4]. В частности, ранее мы предложили модель, объясняющую наблюдаемое поведение, в том числе подавление металлической проводимости параллельным магнитным полем; указанная модель

предполагает существенную роль канала проводимости, связанного с состояниями верхней зоны Хаббарда (D^- , A^+) [4].

В связи с этим особый интерес представляют исследования проводимости по верхней зоне Хаббарда. В трехмерном случае в соответствии с теоретическими расчетами энергия связи заряженной мелкой примеси (A^+ или D^-) относительно дна зоны проводимости достаточно мала, $\epsilon_- = 0.055\epsilon_0$ (ϵ_0 — энергия связи изолированной примеси). Таким образом, проводимость по верхней зоне Хаббарда считалась неконкурентноспособной по сравнению с зонной проводимостью. Однако в работе [5] наблюдалась проводимость по верхней зоне Хаббарда для асимметрично напряженного Ge:Si и отмечалось, что зоны Хаббарда отделены друг от друга и от валентной зоны. При этом энергия Хаббарда составляла 3.7 мэВ в слаболегированных образцах и обращалась в нуль при приближении концентрации примеси к критической. Поскольку в $3D$ -полупроводниках число двукратно заполненных состояний в равно-

*E-mail: nina.agrins@pop.ioffe.rssi.ru

весном состоянии должно быть значительно меньше числа однократно заполненных (исключение составляют U^- -центры), эти данные можно рассматривать как косвенные.

Иная ситуация может быть реализована в двумерных системах с селективным легированием, где с его помощью селективного легирования и с помощью смещения на затворе можно контролируемым образом изменять концентрацию электронов в яме и таким способом менять соотношение между концентрациями D^- - и D^0 -центров [6]. В достаточно узких квантовых ямах (когда масштаб волновой функции сравнивается с размером ямы) энергии ε_- и ε_0 возрастают. При этом ясно, что этот рост более существен для D^- -состояния, чем для D^0 , в связи со значительно большим радиусом локализации электрона. В случае предельно узкой квантовой ямы энергии ε_- и ε_0 возрастают по сравнению с трехмерным случаем соответственно в 10 и в 4 раза. В ямах конечной ширины возможна ситуация, когда энергия D^- -состояния понижена, а энергия D^0 -состояния сохраняет свое значение, что также может приводить к уменьшению энергии Хаббарда. Это обстоятельство может облегчить наблюдение вклада от верхней хаббардовской зоны и существенным образом сказаться на физике данных систем.

В нашей предыдущей работе [7] была исследована многослойная система GaAs/AlGaAs с квантовой ямой шириной порядка 15 нм, при этом система легировалась акцепторной примесью Ве, для которой радиус локализации (2 нм) был существенно меньше ширины ямы. С помощью селективного легирования барьерного слоя близкого к яме и в самой яме была реализована ситуация, когда верхняя зона Хаббарда в равновесном состоянии заполнена дырками, и проводимость осуществляется по ее состояниям. В области температур 300–1.7 К исследованы эффект Холла, примесная и прыжковая проводимости. Проведенные эксперименты показали, что энергия связи основного состояния акцепторов A^0 существенно не изменяется в ямах шириной 15 нм по сравнению с ситуацией в объеме образца, в то время как энергия связи A^+ -центров заметно возрастает по сравнению с объемным случаем и составляет 7 мэВ (в 5 раз больше, чем в объемном материале), что объясняется близостью размеров ямы и радиуса дырки в A^+ -центре. Для сравнения, теоретические расчеты, проведенные по методу Монте-Карло в приближении эффективной массы, а также магнетооптические эксперименты дают энергию связи D^- -центра в ямах 100 нм в 7 раз больше, чем в объемном случае [8].

В настоящей работе на многослойных структурах p -GaAs/AlGaAs с квантовой ямой шириной порядка 15 нм впервые подробно исследована низкотемпературная двумерная проводимость (с переменной длиной прыжка), осуществляемая по состояниям верхней зоны Хаббарда. Проведен анализ положительной и отрицательной ветвей магнитосопротивления, а также неомической прыжковой проводимости при низких температурах. Оценены плотность состояний и радиус локализации, амплитуда рассеяния и концентрация рассеивателей в верхней зоне Хаббарда.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследуемые структуры были выращены на полупроводящих подложках GaAs(100) методом молекулярно-пучковой эпитаксии в установке Riber 32P, оснащенной твердотельными источниками Ga, Al, As и Ве. Рост проводился в условиях обогащения As при температуре подложки 580 °С. Скорость роста составляла около 10 нм/мин. Структуры содержат десять квантовых ям GaAs толщиной 15 нм, разделенных барьерами $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ толщиной 15 нм. Перед первой и после последней квантовых ям были осажжены ограничивающие слои $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ толщиной 100 нм. Эпитаксиальный рост был завершен осажждением прикрывающего слоя GaAs толщиной 20 нм. В исследуемых образцах средняя область квантовых ям толщиной 5 нм легирована, барьеры $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ были также легированы, легирована средняя область барьеров толщиной 5 нм. Таким образом, толщина нелегированных спейсерных слоев с обеих сторон барьера составляет 5 нм. В качестве легирующей примеси p -типа использовался Ве, вводимый в концентрации $1 \cdot 10^{17}$ атомов/см³. Контакты к образцам выполнялись путем вжигания напыленного золота, содержащего 3% цинка, в течение двух минут при температуре 450 °С.

На рисунке 1 представлены температурные зависимости проводимости. Видно, что при достаточно низких напряжениях (0.1–0.01 В/см и токах 10–100 нА) проводимость носит омический характер и ее температурная зависимость соответствует прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка. Поскольку длина прыжка при низких температурах заведомо превышает размеры структуры, прыжковый транспорт является двумерным и описывается выражением

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-T_0/T)^{1/3}, \quad (1)$$

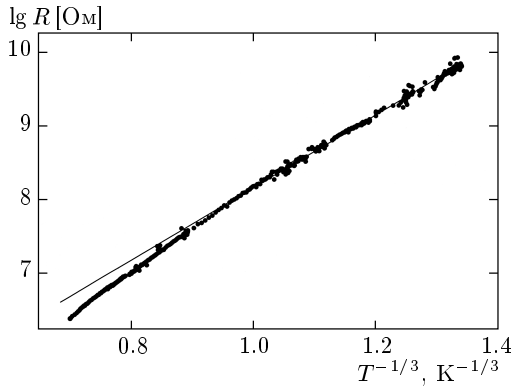


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления многослойной структуры *p*-GaAs/AlGaAs в интервале 0.4–4 К

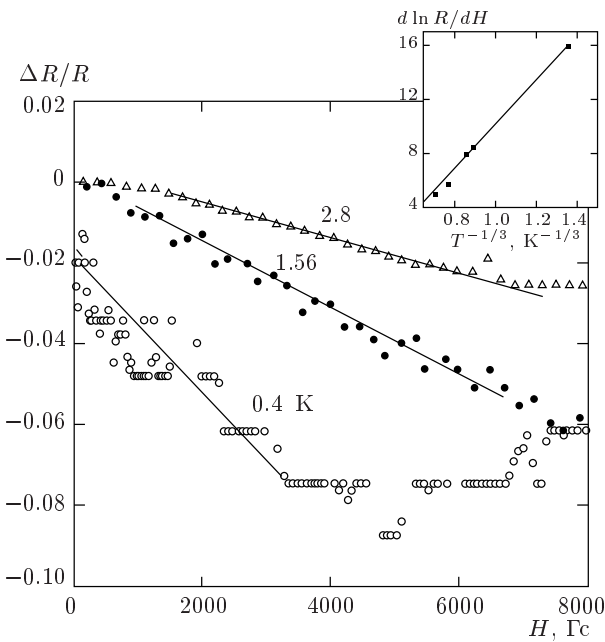


Рис. 2. Отрицательное магнитосопротивление в слабых магнитных полях для различных температур, на вставке — температурная зависимость линейного участка наклона отрицательного магнитосопротивления $\ln R$ от H

где T_0 — параметр, связанный с плотностью состояний на уровне Ферми N_{E_F} и радиусом локализации a :

$$T_0 = C(N_{E_F} a^2)^{-1}, \quad (2)$$

$C = 13.8$ — численный коэффициент. Параметр T_0 для нашего образца был оценен в 1500 К.

При самой низкой температуре, 0.4 К, были сняты вольт-амперные характеристики. Магнитосопротивление измерялось в постоянном магнитном поле до полей 5 Тл, перпендикулярном плоскости структуры (заметим, что для полей параллельных плоскости структуры магнитосопротивление практически отсутствовало). Характерные кривые в области малых полей для нескольких температур показаны на рис. 2, где наблюдается область отрицательного магнитосопротивления; при дальнейшем увеличении поля появляется область положительного магнитосопротивления. Как можно видеть на рис. 3, в области высоких полей наблюдается зависимость $\lg R(H) \propto H^{2/3}$.

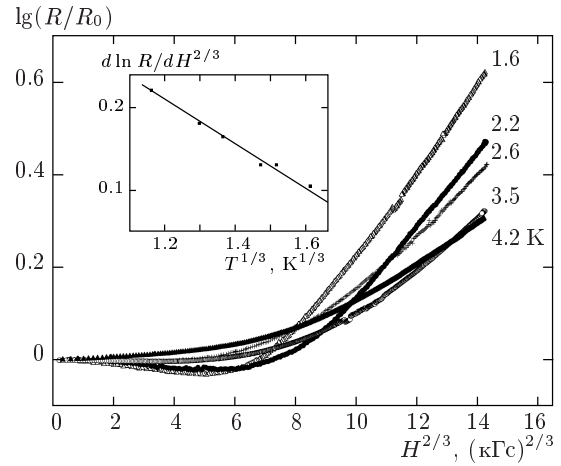


Рис. 3. Положительное магнитосопротивление в сильных полях при различных температурах, на вставке — температурная зависимость линейного участка наклона положительного магнитосопротивления $\ln R$ от $H^{2/3}$

Мы предполагаем, что низкотемпературный транспорт определяется двумерной прыжковой проводимостью с переменной длиной прыжка. О двумерном характере прыжкового транспорта свидетельствует характерная температурная зависимость проводимости (рис. 1) и значительная анизотропия магнитосопротивления.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как известно, анализ магнитосопротивления в прыжковом режиме позволяет оценить радиус локализации. В частности, оценка такого рода была выполнена в работе [9] применительно к двумерному прыжковому транспорту на основании анализа отрицательного магнитосопротивления, подробная теория которого в пределе сильного рассеяния была построена в работе Райха др. [10]. Заметим, что

именно в пределе сильного рассеяния поведение отрицательного магнитосопротивления носит универсальный характер и нечувствительно к деталям самого рассеяния [10]. Одной из характеристик такого режима является универсальное значение магнитосопротивления в минимуме, наличие которого определяется конкуренцией отрицательного интерференционного магнитосопротивления и положительного магнитосопротивления, определяемого сжатием волновых функций центров в магнитном поле. Это значение составляет примерно 20%, что заметно больше, чем в нашей ситуации (см. рис. 2).

Заметим, что определенное уменьшение отрицательного магнитосопротивления (в два раза) может быть связано со спиновыми эффектами, рассмотренными в работе [11] и не учитывавшимися в работе [10]. Дело в том, что в случае однократно заполненных центров конечное состояние системы для прыжка с подбарьерным рассеянием зависит от спинового состояния промежуточного центра и интерференция имеет место лишь при определенной спиновой ориентации этого центра. Однако для прыжков в верхней хаббардовской зоне, когда в качестве начального и промежуточного состояний выступают двукратно заполненные центры, спиновая корреляция электронов на этих центрах не допускает произвола в ориентации спина прыгающего электрона, и интерференция всегда имеет место. Поэтому спиновые эффекты не могут объяснить наблюдаемую нами относительно малую величину отрицательного магнитосопротивления.

Далее, значение сопротивления в минимуме в наших экспериментах зависит от температуры, что также не согласуется с предсказаниями для случая сильного рассеяния [10]. Эти обстоятельства свидетельствуют о том, что в нашей системе предел сильного рассеяния не реализуется. Заметим, что в соответствии с выводами работы [10] предел сильного рассеяния реализуется практически всегда, однако рассеивающий потенциал в данной работе предполагался чисто кулоновским. Слабое рассеяние, наблюдаемое в данной ситуации, согласуется, на наш взгляд, с картиной прыжкового транспорта по заполненным центрам (дырка прыгает по A^0 -центрам), для которых потенциал по отношению к «лишнему» электрону не носит чисто кулоновского характера и быстрее убывает с ростом расстояния от центра. Анализ ситуации слабого рассеяния по порядку величины был выполнен в работах Спивака и Шкловского [12]. В соответствии с их оценками, отрицательное интерференционное магнитосопротивление в двумерном случае определяется вы-

ражением

$$\ln \left(\frac{\sigma(H)}{\sigma(0)} \right) = \frac{1}{2\Phi_0} N \mu^2 a^2 \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/3} H, \quad (3)$$

где N — концентрация рассеивателей в $2D$ -слое, μ — амплитуда рассеяния, Φ_0 — квант потока. В соответствии с этим выражением коэффициент линейного магнитосопротивления зависит от температуры как $(T_0/T)^{1/3}$, в то время как в работе Райха для предела сильного рассеяния предсказана зависимость $T^{-1/2}$. На вставке к рис. 2 представлена температурная зависимость соответствующего коэффициента наклона, определенного из экспериментальных данных. Видно, что эта зависимость действительно соответствует пределу слабого рассеяния. Сопоставляя эту оценку с экспериментом, мы определили (в предположении известных значений $a = 110 \text{ \AA}$ и T_0) значение μ . Соответствующая оценка дала $\mu \sim 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$, т. е. $\mu \sim a$. Иными словами, амплитуда рассеяния оказывается порядка радиуса локализации, что и соответствует пределу слабого рассеяния. Шкловский и Спивак приводят для случая рассеяния на заполненном центре оценку $\mu \sim 1/Na^2$. Для нашей ситуации это дает $\mu \sim 4 \cdot 10^{-6} \text{ см}$. Учитывая порядковый характер представленных оценок, можно говорить об удовлетворительном согласии теоретического значения с экспериментальным.

Другая возможность оценки радиуса локализации основана на анализе положительного вклада в магнитосопротивление, связанного со сжатием волновых функций, поскольку в области достаточно слабых полей этот вклад также носит универсальный характер.

В соответствии с работой [10], вклад в случае прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка для постоянной плотности состояний на уровне Ферми описывается выражением

$$\ln \left(\frac{R(H)}{R(0)} \right) = K \left(\frac{T_0}{T} \right) \left(\frac{eHa^2}{ch} \right)^2, \quad (4)$$

где $K = 0.0028$ — численный коэффициент.

На рисунке 4 показано низкотемпературное ($T = 0.4 \text{ К}$ и $T = 4.2 \text{ К}$) положительное магнитосопротивление, квадратично зависящее от магнитного поля. Видно, что в соответствии с выражением (4) производная логарифма сопротивления по квадрату магнитного поля меняется обратно пропорционально температуре (наклон уменьшается в 10 раз при изменении температуры от 0.4 К до 4.2 К). По этой зависимости радиус состояний, через которые осуществляется прыжковая проводимость, оценен в 110 \AA .

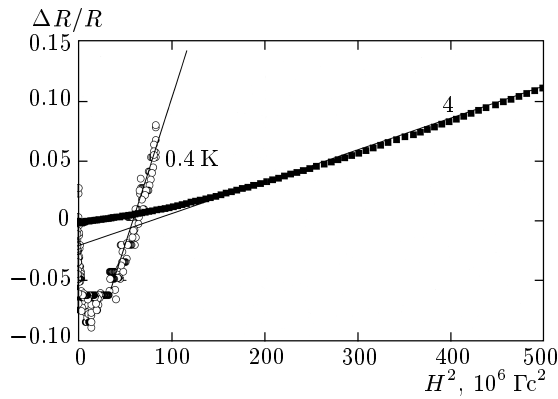


Рис. 4. Квадратичное положительное магнитосопротивление для температур 0.4 и 4.2 К

В области сильных полей наблюдается экспоненциальное положительное магнитосопротивление, удовлетворительно описываемое законом $\lg R(H) \propto H^{2/3}$ (рис. 3). Производная логарифма сопротивления по $H^{2/3}$ уменьшается с ростом температуры, а ход этой зависимости от температуры показан на вставке рис. 3. Наблюдаемое поведение находится в согласии с предсказаниями Спивака и Шкловского [12], оценивших вклад в положительное сопротивление процессов подбарьерного рассеяния туннелирующего электрона на центрах локализации. В соответствии с их результатами с возрастанием магнитного поля квадратичный закон магнитосопротивления меняется на закон

$$\ln \frac{R(H)}{R(0)} = \left(\frac{14}{N^{2/3} N(E_F) s^2} \frac{e^2 H^2}{c^2 h^2} \frac{1}{T} \right)^{1/3}, \quad (5)$$

где s — некоторое число, N — концентрация рассеивающих центров. Сопоставляя коэффициент в выражении (5) с найденным экспериментально (см. вставку на рис. 3) и учитывая ранее полученные оценки для a и T_0 , мы определили концентрацию рассеивающих центров как $N = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что по порядку величины согласуется с концентрацией локализованных состояний (10^{17} см^{-3}). Принимая во внимание зависимость данной количественной оценки от модельночувствительного фактора s , можно рассматривать точность нашей оценки как вполне удовлетворительную, что дает дополнительную поддержку выполненной ранее оценке радиуса локализации.

С другой стороны, отметим, что, как показывают данные по отрицательному магнитосопротивлению и данные по положительному магнитосопротивлению в сильных полях, картина интерференционных явлений в прыжковой проводимости в A^+ -зоне по

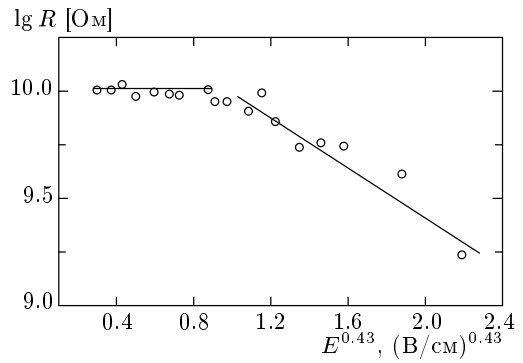


Рис. 5. Зависимость сопротивления от напряженности электрического поля при температуре 0.4 К

крайней мере качественно аналогична соответствующей картине для обычной примесной зоны. Важным отличием, однако, является слабый характер подбарьерного рассеяния и отсутствие спиновых эффектов (которые подавлены жесткой спиновой корреляцией на двукратно заполненных узлах).

Еще один независимый способ оценки радиуса состоит в анализе неомической части низкотемпературной прыжковой проводимости. В соответствии с теорией Шкловского [13] нелинейной прыжковой проводимости нелинейность начинает проявляться в электрических полях, таких что $eEL \gg kT$, где E — электрическое поле, L — корреляционная длина протекательного кластера:

$$L \sim \xi^\nu r(T) \sim \xi^{\nu+1} a, \quad (6)$$

$r(T)$ — длина прыжка, a — радиус локализации, $\xi = (T_0/T)^{1/3}$, ν — критический индекс равный 1.34 для 2D-проводимости. Теоретическая зависимость проводимости от электрического поля выглядит следующим образом:

$$\sigma \sim \sigma_0 \exp\left(\frac{eEL}{kT}\right)^{1/(\nu+1)} \sim \sigma_0 \exp\left(\frac{eEL}{kT}\right)^{0.43}. \quad (7)$$

В соответствии с (7), производная зависимости логарифма проводимости от $E^{0.43}$ равна $(eL/kT)^{0.43}$. Построенные в соответствующем масштабе полевые зависимости сопротивления приведены на рис. 5 ($T = 0.4 \text{ К}$). Полученное экспериментально значение L составляет $3 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. Отсюда с помощью (6) получаем $a = 110 \text{ \AA}$, что хорошо согласуется со значением радиуса, полученным из выражения для низкотемпературного магнитосопротивления.

Далее, можно попытаться оценить ширину примесной зоны W , связанной с A^+ -состояниями. Полагая общее число состояний в примесной зоне равным концентрации примеси $N_A = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

и определяя плотность состояний на уровне Ферми $N_{E_F} = N_A W = 13.8/(T_0 a)$, оцениваем ширину примесной зоны как $W = 3.5$ мэВ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, анализ полученных экспериментальных данных однозначно свидетельствует о том, что низкотемпературный транспорт в исследованных нами структурах p -GaAs/AlGaAs (с легированными ямами и барьерами) обусловлен двумерным прыжковым переносом по верхней зоне Хаббарда. На это прежде всего указывает найденное из эксперимента значение энергии связи, а также оцененное из ряда независимых экспериментальных данных значение радиуса локализации, примерно в 4–5 раза превышающее соответствующее значение для основного состояния акцептора в $3D$ -случае¹⁾. Ряд других параметров, таких как сечение рассеяния в примесной зоне, концентрация рассеивающих центров и ширина примесной зоны, оцененных с привлечением существующих теоретических представлений в предположении о том, что транспорт происходит по верхней зоне Хаббарда, также согласуется с использованной моделью. Важный вывод состоит в том, что картина интерференционных явлений носит качественно тот же характер, что и для прыжков в обычной примесной зоне, хотя возможны количественные различия. В частности, из анализа отрицательного магнитосопротивления можно сделать вывод о том, что подбарьерное рассеяние является слабым. На наш взгляд, это свидетельствует о некулоновском характере потенциала соответствующих центров, что и ожидается для прыжков по верхней зоне Хаббарда (когда промежуточные центры являются нейтральными).

Суммируя сказанное, отметим, что нами впервые контролируемым образом реализована ситуация, при которой прыжковый перенос происходит по верхней зоне Хаббарда.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 00-02-16992 и 00-15-96750).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. V. Kravchenko, G. V. Kravchenko, J. E. Furneaux, V. M. Pudalov, and M. D'Lorio, *Phys. Rev. B* **50**, 8039 (1994).
2. D. Simmonian et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2304 (1997).
3. B. L. Altshuler and D. L. Maslov, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 145 (1999).
4. V. I. Kozub, N. V. Agrinskaya, S. I. Khondaker, and I. Shlimak, E-print archives, cond-mat/9911450.
5. O. D. Dubon, W. Walukiewicz, J. W. Beeman, and E. E. Haller, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3519 (1997).
6. S. Huant, S. P. Najda, and B. Etienne, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1486 (1990).
7. Н. В. Агринская, Ю. Л. Иванов, В. М. Устинов, Д. А. Полоскин, *ФТП* **35**, 571 (2001).
8. T. Pang and S. G. Louie, *Phys. Rev. B* **65**, 1635 (1990).
9. D. L. Watson, A. K. Savchenko, E. H. Linfield, M. Pepper, and D. A. Ritchie, *Phys. Stat. Sol. (b)* **205**, 187 (1998).
10. M. E. Raikh and G. F. Wessels, *Phys. Rev. B* **47**, 15609 (1993).
11. H. L. Zhao, B. Z. Spivak, M. P. Gelfand, and S. Feng, *Phys. Rev. B* **44**, 10760 (1991).
12. B. I. Shklovskii and B. Z. Spivak, in *Hopping Transport in Solids*, ed. by M. Pollak and B. Shklovskii, Elsevier (1991) p. 271.
13. Б. И. Шкловский, *ФТП* **13**, 93 (1979).

¹⁾ Подчеркнем, что количественные оценки были нами выполнены с использованием численных коэффициентов, найденных ранее для стандартной примесной $2D$ -зоны; строго говоря, для состояний верхней зоны Хаббарда эти численные коэффициенты могут быть несколько иными.