

©1995 г.

ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ–ДИЭЛЕКТРИК В СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННЫХ p^+ -КВАНТОВЫХ ЯМАХ НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ n -ТИПА

Н.Т.Баграев, Е.В.Владимирская, В.Э.Гасумянц*,
В.И.Кайданов*, В.В.Кведер†, Л.Е.Клячкин,
А.М.Маляренко, Е.И.Чайкина, А.И.Шальнин†*

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия

* Государственный технический университет,
195251, Санкт-Петербург, Россия

† Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432, Черноголовка, Россия

(Получена 11 января 1995 г. Принята к печати 13 февраля 1995 г.)

Впервые получены p^+ -квантовые ямы на поверхности кремния n -типа, энергетические характеристики которых зависят от относительного вклада kick-out и диссоциативного вакансионного механизмов в диффузию легирующей акцепторной примеси. Результаты исследований электрофизических, термоэлектрических и оптических свойств сильно легированных p^+ -квантовых ям демонстрируют наличие щели в плотности состояний вырожденного двумерного дырочного газа. Причем, несмотря на энергетическую щель в плотности состояний, двумерный дырочный газ может проявлять как диэлектрические, так и металлические свойства вследствие различной степени подавления андерсоновской локализации, обусловленной беспорядком в распределении легирующей примеси. Обнаружено, что распад зарядовых корреляций в электрическом поле, приложенном перпендикулярно или параллельно плоскости p^+ - n -перехода, индуцирует мощное инфракрасное излучение, спектральная зависимость которого определяется уровнем легирования и размерами p^+ -квантовой ямы.

1. Введение

В настоящее время появилась возможность управлять паритетом kick-out и диссоциативного вакансионного механизмов примесной диффузии путем изменения условий генерации собственных межузельных атомов и вакансий на поверхности раздела (монокристаллический кремний–окисел) [1–9]. Например, при окислении кремниевой поверхности в условиях высоких температур в объем монокристалла устремляется избыточный поток собственных межузельных атомов, который стимулирует диффузию легирующих примесей (фосфора, бора) по

kick-out механизму [1-5]. Наличие на монокристаллической поверхности толстого окисла в сочетании с низкими температурами диффузии создает поток неравновесных вакансий, что приводит к доминированию диссоциативного вакансионного механизма, наиболее ярко проявляющегося при легировании кремния сурьмой [1,2,5,9].

Определение условий паритета диссоциативного вакансионного и kick-out механизмов, при которых наблюдается резкое торможение диффузии из-за полной аннигиляции собственных межузельных атомов и вакансий, позволило реализовать очень тонкие ($< 200 \text{ \AA}$) диффузионные профили с резкой границей [5-9]. В результате стало возможным получение квантово-размерных $p-n$ -переходов, которые представляют собой сильно легированные p^+ - и n^+ -квантовые ямы на поверхности кремния n - и p -типа соответственно. Наряду с низкими темновыми токами утечки квантово-размерные $p-n$ -переходы обладают высокой внешней квантовой эффективностью, величина которой для различных длин волн спектрального диапазона оптимизируется путем варьирования глубиной $p-n$ -перехода и концентрацией легирующей примеси в квантово-размерном профиле [8]. Последовательное введение примесей бора и фосфора в режиме доминирования kick-out или диссоциативного вакансионного механизмов диффузии делает возможной реализацию квантово-размерных транзисторных структур с квазидвумерной базой, содержащей вырожденный газ электронов или дырок для $p^+ - n^+ - p$ и $n^+ - p^+ - n$ соответственно [6,9,10].

Вырожденные p^+ - и n^+ -квантовые ямы на поверхности кремния представляют интерес в качестве модельных объектов для изучения образования примесных зон и перехода металл-диэлектрик в двумерном случае, который характеризуется подавлением эффектов экранирования и возрастанием роли зарядовых корреляций [11,12]. Исследование подобных структур представляет собой реальный путь для выяснения вопроса о существовании энергетической щели в двумерном вырожденном газе свободных носителей, возникающей из-за сильных зарядовых корреляций и способствующей формированию двумерного экситонного диэлектрика в примесной зоне [11-14]. Кроме того, появляется возможность получить информацию о механизмах андерсоновской локализации в сильно легированных двумерных системах. Одним из следствий образования щели в плотности состояний двумерного вырожденного электронного (дырочного) газа является возможность наблюдения индуцированного инфракрасного излучения в процессе разрушения зарядовых корреляций внешним электрическим полем. С этой точки зрения p^+ - и n^+ -квантовые ямы, функционирующие в условиях электрического поля, приложенного параллельно или перпендикулярно плоскости $p-n$ -перехода, открывают дополнительные возможности в изучении сильных зарядовых корреляций в двумерных системах [15].

Настоящая работа посвящена исследованию электрофизических, термоэлектрических и оптических свойств сильно легированных p^+ -квантовых ям на поверхности кремния n -типа, полученных в условиях относительного доминирования kick-out или диссоциативного вакансионного диффузионных механизмов. Основная цель заключалась в изучении влияния зарядовых корреляций на возможность формиро-

вания энергетической щели в плотности состояний двумерного вырожденного дырочного газа. Полученные результаты свидетельствуют о наличии подобной энергетической щели, которая является ответственной за генерацию мощного инфракрасного излучения в условиях электрического поля, приложенного параллельно или перпендикулярно плоскости p - n -перехода.

2. Получение сильно легированных p^+ -квантовых ям на поверхности кремния n -типа

Как было указано выше, применение тонких слоев окисла и высоких температур диффузии стимулирует преимущественную генерацию собственных межузельных атомов окисленной поверхностью и тем самым резко ускоряет диффузию примесей (бор, фосфор, мышьяк), проникающих в кремниевый монокристалл по kick-out механизму [1-5]:



где X_i , X_S — легирующий компонент в межузельной и узельной позиции соответственно, а I — собственный межузельный атом. Напротив, использование толстых слоев окисла и низких температур диффузии приводит к избыточному потоку вакансий с поверхности раздела кремний-окисел в объем кристалла и соответствующему доминированию диссоциативного вакансионного механизма диффузии легирующей примеси [1,2,5-9]:



где V — вакансия. Кроме того, избыточные потоки собственных межузельных атомов и вакансий играют важную роль в процессах совмещенного геттерирования, которое резко улучшает параметры полупроводниковых приборов [16-18].

Коэффициент диффузии легирующей примеси в условиях окисления монокристаллической поверхности определяется вкладом как kick-out (D_I), так и диссоциативного вакансионного (D_V) механизмов [1,5]:

$$D_{ox} = D_I \frac{C_I}{C_I^{eq}} + D_V \frac{C_V}{C_V^{eq}}, \quad (3)$$

где C_I , C_V — концентрации собственных межузельных атомов и вакансий, генерируемых окисленной поверхностью; C_I^{eq} , C_V^{eq} — их равновесные значения в объеме.

Если ввести в рассмотрение коэффициенты относительного вклада kick-out ($\Phi_I = \frac{D_I}{D}$) и диссоциативного вакансионного ($\Phi_V = \frac{D_V}{D} = 1 - \Phi_I$) механизмов диффузии ($D = D_I + D_V$), а также отношения избыточных концентраций собственных межузельных атомов ($s_I = \frac{C_I - C_I^{eq}}{C_I^{eq}}$) и вакансий ($s_V = \frac{C_V - C_V^{eq}}{C_V^{eq}}$), то нетрудно видеть, что можно достигнуть значительного ускорения диффузии как при $D_I \gg D_V$, так и при $D_V \gg D_I$:

$$D_{ox} = D(1 + \Delta_{ox}), \quad (4)$$

$$\Delta_{ox} = \frac{D_{ox} - D}{D} = \Phi_I s_I + \Phi_V s_V. \quad (5)$$

В условиях динамического равновесия ($C_I C_V = C_I^{eq} C_V^{eq}$)

$$\Delta_{ox} = \left(2\Phi_I + \Phi_I s_I - 1\right) \frac{s_I}{1 + s_I} \quad (6)$$

или

$$\Delta_{ox} = \left(2\Phi_V + \Phi_V s_V - 1\right) \frac{s_V}{1 + s_V}. \quad (7)$$

В области высоких температур диффузии доминирует kick-out механизм ($\Phi_I > 0.5$), в то время как при низких температурах — диссоциативный вакансионный ($\Phi_V > 0.5$) [1,2,5].

В случае $\Phi_I = \Phi_V = 0.5$ усиление диффузии ($\Delta_{ox} > 0$) может быть достигнуто только при избыточной генерации собственных межузельных атомов ($s_I > 0$, $s_V < 0$) или вакансий ($s_I < 0$, $s_V > 0$). Как отмечалось выше, баланс между s_I и s_V достигается в условиях варьирования толщины окисла. Например, если $s_I = s_V = 0$, $\Delta_{ox} = 0$, то ускорения диффузии не происходит ни при каких температурах. Таким образом, варьируя d_{SiO_2} , можно минимизировать $\dot{D}_{ox} \rightarrow D$ при различных температурах диффузии. Наиболее легко этот минимум может быть достигнут в области паритета диффузионных механизмов ($\Phi_I = \Phi_V$). Резкое ускорение диффузии возникает при $\Phi_I > \Phi_V$ и $s_I > 0$, что соответствует применению тонких окислов и высоких температур. Аналогичный эффект наблюдается при $\Phi_V > \Phi_I$, $s_V > 0$ в случае использования толстых окислов и низких температур диффузии. Таким образом, экспериментальная реализация паритета диффузионных механизмов ($\Phi_I = \Phi_V$) и полной аннигиляции вакансий и собственных межузельных атомов ($s_I = s_V = 0$) вблизи рабочей поверхности делает возможным получение очень мелких поверхностных p - n -переходов типа сильно легированных p^+ - и n^+ -квантовых ям на поверхности кремния как p -, так и n -типа [5]. Следует отметить, что избыточные потоки собственных межузельных атомов и вакансий могут в значительной степени быть заторможены в присутствии окисла на обеих сторонах кремниевой пластины. Если окисел имеет одинаковую толщину на рабочей и на обратной сторонах пластины, то градиент потока собственных дефектов, ответственный за ускоренную диффузию легирующей примеси с рабочей поверхности, в значительной степени ослабляется встречным потоком собственных дефектов того же типа [5]. В этом случае при температурах, соответствующих явному доминированию одного из двух вышеописанных диффузионных механизмов ($\Phi_I > \Phi_V$ или $\Phi_V > \Phi_I$), максимальный по глубине профиль легирующей примеси достигается при средних значениях толщины слоя окисла ($s_I \simeq s_V \simeq 0$) в противоположность вышеописанному процессу нанесения окисла только на рабочую сторону пластины.

Геометрия p^+ - n -переходов, полученных в настоящей работе, показана на рис. 1. В качестве основы использовались пластины монокристаллического кремния толщиной 350 мкм ориентации (100) n -типа

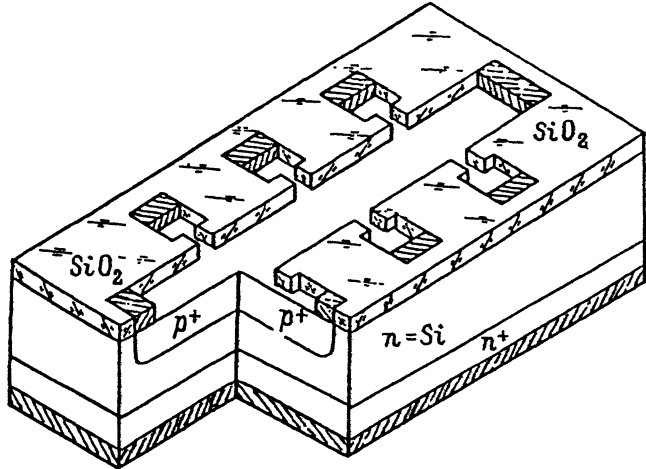


Рис. 1. Диодная кремниевая $p^+ - n$ -структура в геометрии эффекта Холла.

проводимости с удельным сопротивлением 1.0 и 500 Ом · см. На начальной стадии процесса рабочая и обратная стороны пластин подвергались термическому окислению, после чего на рабочей стороне с помощью фотолитографии были вскрыты окна (рис. 1), в которых формировались $p - n$ -переходы при малых временах диффузии бора из газовой фазы. Профили концентрации легирующей примеси измерялись с помощью методики масс-спектрометрии вторичных ионов (SIMS) [5,15].

На рис. 2 представлены профили концентрации бора в кремнии n -типа, полученные при различных толщинах слоя окисла и температурах диффузии. Наиболее глубокий концентрационный профиль легирующей примеси в условиях доминирования kick-out (рис. 2,а) и диссоциативного вакансионного (рис. 2,с) диффузионных механизмов достигается при средних значениях толщины окисла, что соответствует максимальному градиенту избыточного потока собственных дефектов при наличии окисла как на рабочей, так и на обратной стороне пластины. Характерно, что легирование в условиях доминирования диссоциативного вакансионного механизма диффузии резко повышает концентрацию примеси внутри диффузионного профиля из-за избытка вакансий, генерируемых поверхностью раздела (толстый окисел-монокристалл) (рис. 2,с). Следует отметить, что скорости диффузии легирующей примеси мало отличаются при явном доминировании одного из рассмотренных выше диффузионных механизмов (рис. 2,а и с), тогда как в области их паритета диффузия в значительной степени подавлена (рис. 2,б).

Концентрационные профили на рис. 2, строго говоря, не являются классически диффузионными, и их резкость свидетельствует о фрактальном характере диффузии легирующей примеси. Иными словами, диффузия легирующей примеси обусловлена эффектами «увлечения», связанными с избыточными потоками вакансий или собственных межузельных атомов. Поэтому фрактальная диффузия представляет собой движение фронта легирующей примеси с поверхности, скорость

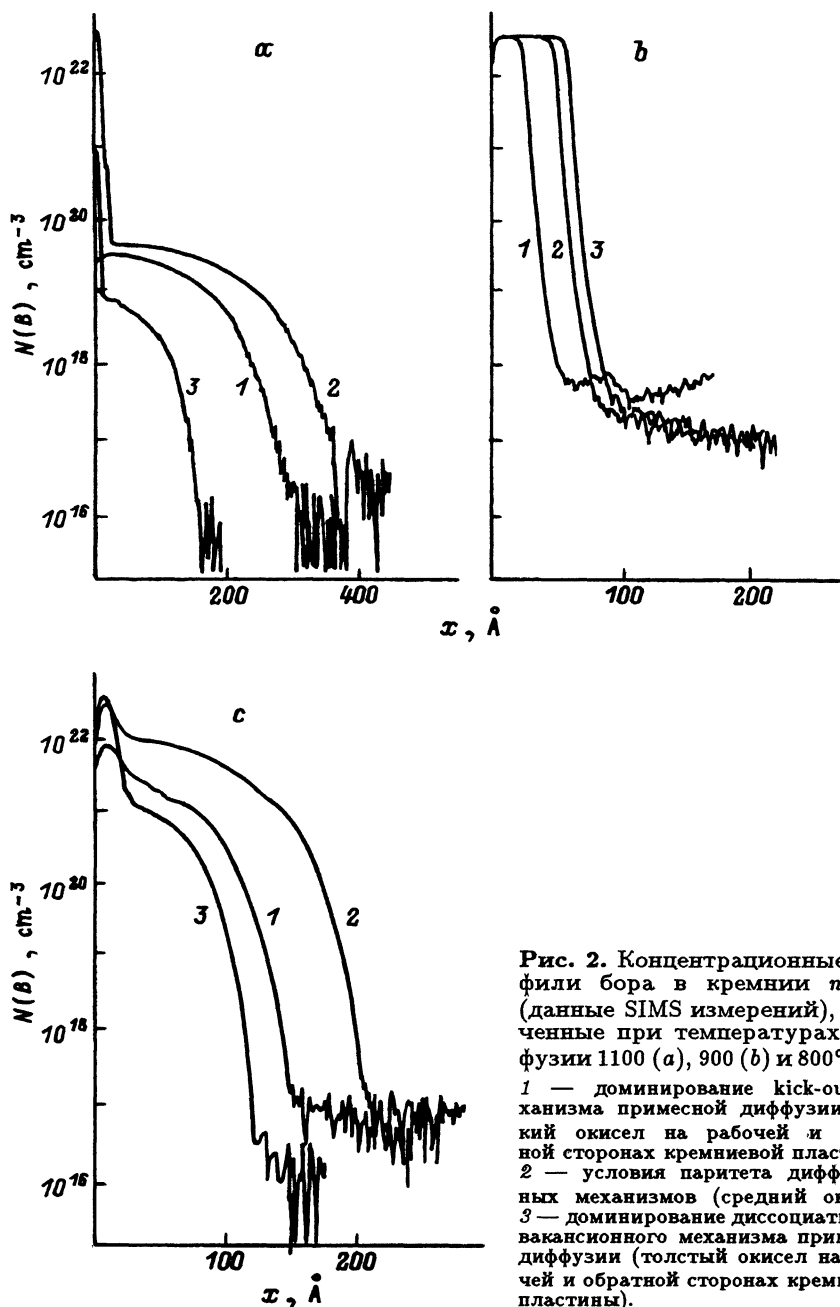


Рис. 2. Концентрационные профили бора в кремнии *n*-типа (данные SIMS измерений), полученные при температурах диффузии 1100 (а), 900 (б) и 800°C (с). 1 — доминирование kick-out механизма примесной диффузии (тонкий окисел на рабочей и обратной сторонах кремниевой пластины), 2 — условия паритета диффузионных механизмов (средний окисел), 3 — доминирование диссоциативного вакансионного механизма примесной диффузии (толстый окисел на рабочей и обратной сторонах кремниевой пластины).

перемещения которого определяется величиной избыточного потока собственных межузельных атомов или вакансий и описывается в идеологии фрактала [19,20]. Естественно, что в условиях паритета вышеуказанных диффузионных механизмов скорость движения фрактального профиля будет минимальной (рис. 2, б).

Таким образом, варьируя как температуру диффузии, так и толщину окисла на поверхности монокристаллического кремния, можно реализовать диффузионные профили и соответственно p - n -переходы разной глубины, отличающиеся величиной концентрации легирующей примеси (рис. 2). Это позволило получить сильно легированные p^+ -квантовые ямы на поверхности кремния n -типа, размеры которых не превышали 100 \AA (рис. 2, b).

3. Электрофизические и термоэлектрические свойства p^+ -квантовых ям в зависимости от их размеров и уровня легирования

Электрофизические и термоэлектрические свойства вырожденного дырочного газа в p^+ -квантовых ямах исследовались с помощью регистрации температурных зависимостей удельного сопротивления (рис. 3, $a-c$), термоэдс (коэффициент Зеебека) (рис. 3, $a'-c'$), а также вольт-амперных характеристик (ВАХ) при $T = 300$ (рис. 4) и 77 K (рис. 5).

На рис. 3, $a-c$ представлены температурные зависимости удельного сопротивления сильно легированных p^+ -квантовых ям, полученных на поверхности кремния n -типа при различных температурах диффузии (рис. 2). Видно, что исследованные p^+ - n -переходы значительно отличаются друг от друга по электрофизическим свойствам.

а) p^+ -квантовые ямы, полученные на поверхности кремния n -типа в условиях доминирования kick-out диффузионного механизма при 1100°C . В образцах, полученных при температуре диффузии $T = 1100^\circ\text{C}$ (рис. 2, a), наблюдается металлическая проводимость (рис. 3, a). При этом увеличение удельного сопротивления с температурой описывается зависимостью $\rho = \rho_0 + \alpha T^\beta$, которая при $\beta = 1.6 \div 2.6$ хорошо коррелирует с результатами холловских измерений, демонстрирующих падение подвижности за счет рассеяния на фононах ($\mu^{-1} = \mu^{-1}(0) + \alpha T^\beta$) и совпадение холловской концентрации дырок с данными SIMS для концентрации атомов бора.

Полученные зависимости указывают на наличие в p^+ -квантовых ямах квазидвумерного вырожденного дырочного газа, который обладает проводимостью нормального или сильно коррелированного металла вследствие перехода диэлектрик-металл при большой концентрации акцепторной примеси [21,22]. В этих условиях энергетическая полоса мелких акцепторов бора перекрывается с валентной зоной, что автоматически приводит к металлической проводимости, поскольку в валентной зоне возникают свободные дырки, а в примесной зоне — электроны.

Критическую концентрацию бора, соответствующую переходу p^+ -области в режим металлической проводимости, можно оценить приняв во внимание, что перекрытие примесной зоны с валентной зоной происходит, когда энергия связи дырки на изолированном мелком акцепторе E_B становится порядка средней энергии кулоновского взаимодействия двух соседних примесных атомов: $E_B = e^2/\epsilon R$, где R — среднее расстояние между мелкими акцепторами, $4\pi R^3 N_B/3 = 1$. Это означает, что для центров бора в кремнии ($E_B = 0.044 \text{ эВ}$) вырождение

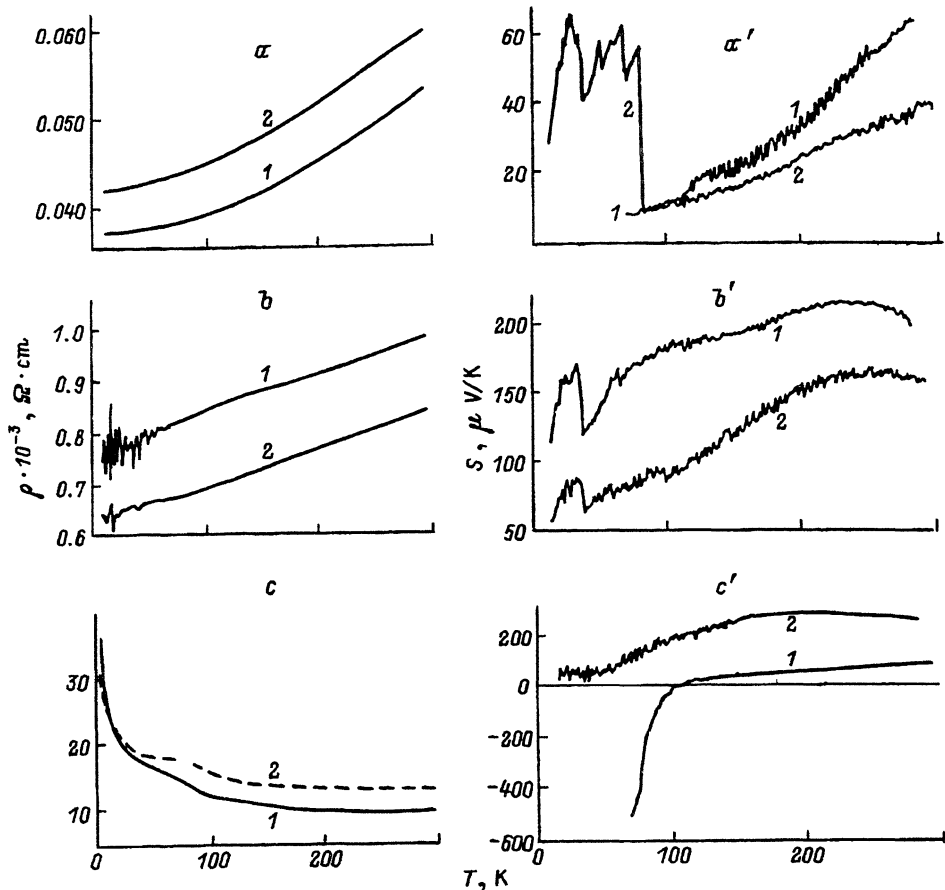


Рис. 3. Температурные зависимости удельного сопротивления (*a-c*) и термоэдс (коэффициент Зеебека) (*a'-c'*) p^+ -квантовых ям на поверхности кремний n -типа, полученных при температурах диффузии 1100 (*a, a'*), 900 (*b, b'*) и 800°С (*c, c'*).

a, a': кривые 1 и 2 получены при исследовании p^+ - n -переходов с относительно глубоким профилем концентрации бора; кривая 1 соответствует кривой 1 на рис. 2, *a*; кривая 2 — кривой 3 на рис. 2, *a*. *b, b'*: кривые 1 и 2 получены при исследовании относительно узких p^+ -квантовых ям на поверхности кремния n -типа; кривая 1 соответствует кривой 3 на рис. 2, *b*; кривая 2 — кривой 1 на рис. 2, *b*. *c, c'*: кривые 1 и 2 получены при исследовании относительно широких p^+ -квантовых ям на поверхности кремния n -типа; кривая 1 соответствует кривой 3 на рис. 2, *c*; кривая 2 — кривой 2 на рис. 2, *c*.

дырочного газа наступает при N_B порядка 10^{19} см $^{-3}$. Во всех использованных в настоящей работе образцах концентрация бора была выше этой величины, вследствие чего должна наблюдаться металлическая проводимость, величина которой превышает минимальное моттовское значение [21]: $\sigma_M = (1/3\pi^2)(e^2/h)N_B^{1/3}$. Для $N_B = 10^{19} \div 10^{22}$ см $^{-3}$ имеем $\sigma_M = 11 \div 100$ Ом $^{-1}$.см $^{-1}$, что хорошо согласуется с электрофизическими характеристиками p^+ - n -переходов, полученных при температуре диффузии 1100°С (рис. 2, *a* и 3, *a*).

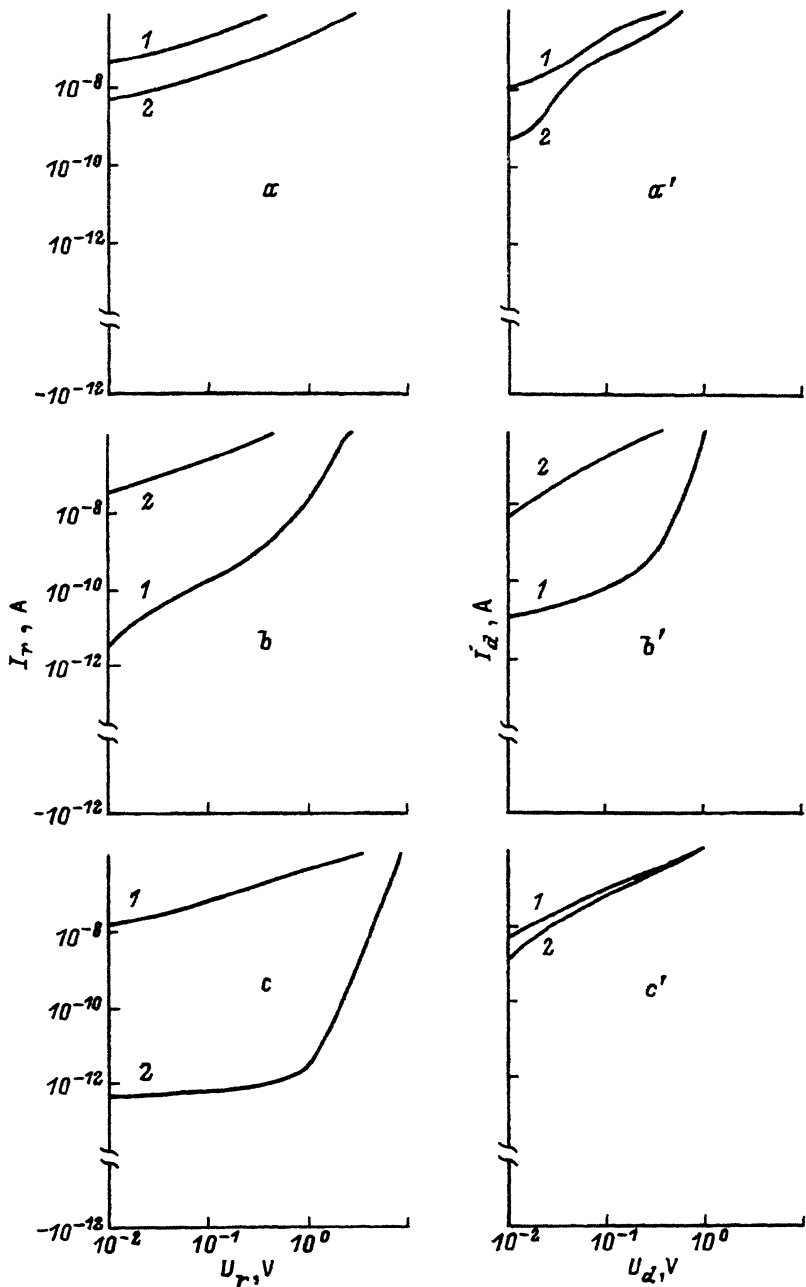


Рис. 4. Обратные (а-с) и прямые (а'-с') ветви вольт-амперных характеристик при $T = 300$ К для p^+-n -переходов, полученных при температуре диффузии бора 1100 (а, а'), 900 (b, b') и 800°С (с, с').

а, а': кривая 1 соответствует кривой 1 на рис. 2, а, кривая 2 — кривой 3 на рис. 2, а.
 б, б': кривая 1 соответствует кривой 3 на рис. 2, б, кривая 2 — кривой 1 на рис. 2, б. с, с': кривая 1 соответствует кривой 3 на рис. 2, с, кривая 2 — кривой 2 на рис. 2, с.

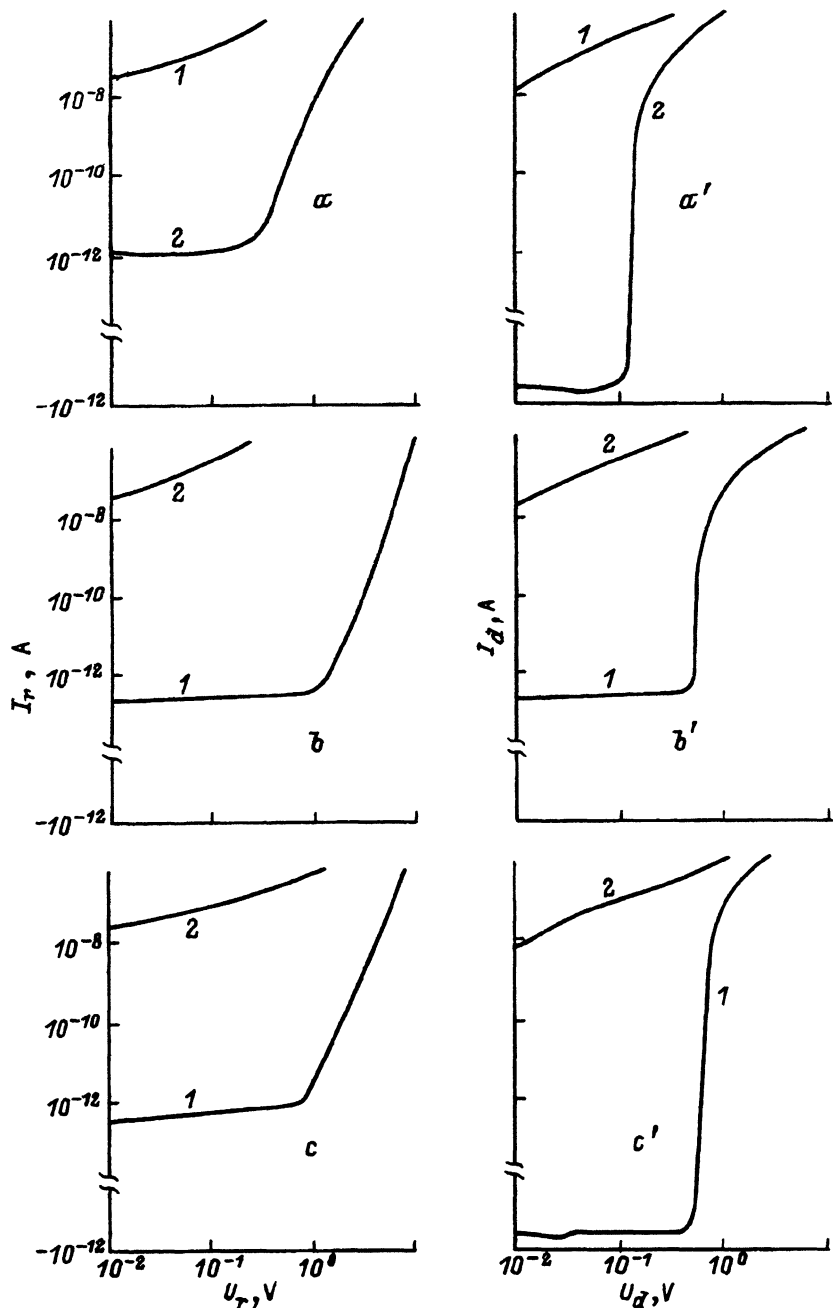


Рис. 5. Обратные (a-c) и прямые (a'-c') ветви вольт-амперных характеристик при $T = 77$ К для $p^+ - n$ -переходов, полученных при температуре диффузии бора 1100 (a, a'), 900 (b, b') и 800°C (c, c').

a, a': кривая 1 соответствует кривой 1 на рис. 2, a, кривая 2 — кривой 3 на рис. 2, a, b, b': кривая 1 соответствует кривой 3 на рис. 2, b, кривая 2 — кривой 1 на рис. 2, b, c, c': кривая 1 соответствует кривой 3 на рис. 2, c, кривая 2 — кривой 2 на рис. 2, c.

Наличие нормального металла в p^+ -области относительно глубоких $p^+ - n$ -переходов (рис. 2, а, кривая 1) подтверждающая соответствующими результатами исследований термоэдс (рис. 3, а' кривая 1), а также симметрией прямой и обратной ветвей ВАХ (кривые 1, на рис. 4, а, а' и 5, а, а'). Эти данные свидетельствуют, что при наличии вырожденного дырочного газа в p^+ -области относительно глубокий $p^+ - n$ -переход трансформируется в омический контакт металл-полупроводник.

Совершенно иные свойства проявляет вырожденный дырочный газ если размеры p^+ -области снижаются до 200 Å и менее (рис. 2, а, кривая 3). В этом случае становится существенной роль зарядовых корреляций, которые в меньшей степени отражаются в температурной зависимости ρ (рис. 3, а, кривая 2), но приводят к заметным аномалиям в температурной зависимости коэффициента Зеебека (рис. 3, а', кривая 2) и в форме прямой и обратной ветвей ВАХ при 77 К (рис. 5, а, а', кривая 2). Как будет показано далее, подобное поведение ВАХ обусловлено возникновением энергетических щелей в плотности состояний квазидвумерного вырожденного дырочного газа, который в зависимости от степени беспорядка в распределении бора может находиться в режиме либо сильно коррелированного металла [23,24], либо экситонного диэлектрика [11-14]. По-видимому, воспроизводимые флуктуации коэффициента Зеебека без смены знака термоэдс в области низких температур (рис. 3, а', кривая 2) указывают на возрастающую роль сильно коррелированной металлической проводимости при уменьшении размеров p^+ -области (рис. 2, а, кривая 3), хотя отдельные ее участки с сильным беспорядком в распределении бора могут обладать диэлектрическими свойствами.

Таким образом, исследования электрофизических и термоэлектрических параметров показывают, что относительно глубокие $p^+ - n$ -переходы, полученные при температуре диффузии 1100° (при доминировании kick-out механизма примесной диффузии), содержат вырожденный дырочный газ в режиме нормального металла, который становится сильно коррелированным при уменьшении размеров p^+ -области до 200 Å.

б) p^+ -квантовые ямы, полученные на поверхности кремния n -типа в условиях доминирования диссоциативного вакансионного диффузионного механизма при 800°С. В противоположность образцам с относительно глубокими $p^+ - n$ -переходами (рис. 3, а) удельное сопротивление p^+ -квантовых ям, полученных при температуре диффузии 800°С, возрастает при уменьшении температуры (рис. 3, с). Формальная обработка полученных зависимостей $\log(\rho)$ от $1/T$, пренебрегая квазидвумерностью p^+ -области, дает очень маленькие энергии активации: 3 мэВ при $T > 50$ К и 0.3 мэВ при $T < 50$ К. Для того чтобы определить связаны ли малая величина энергии активации проводимости с термически активированными перескоками вследствие андерсоновской локализации или с возникновением энергетической щели в плотности состояний вырожденного дырочного газа в p^+ -квантовой яме (рис. 6,7), целесообразно использовать температурную зависимость термоэдс [23]. В первом случае коэффициент Зеебека $|\alpha|$ всегда будет возрастать с температу-

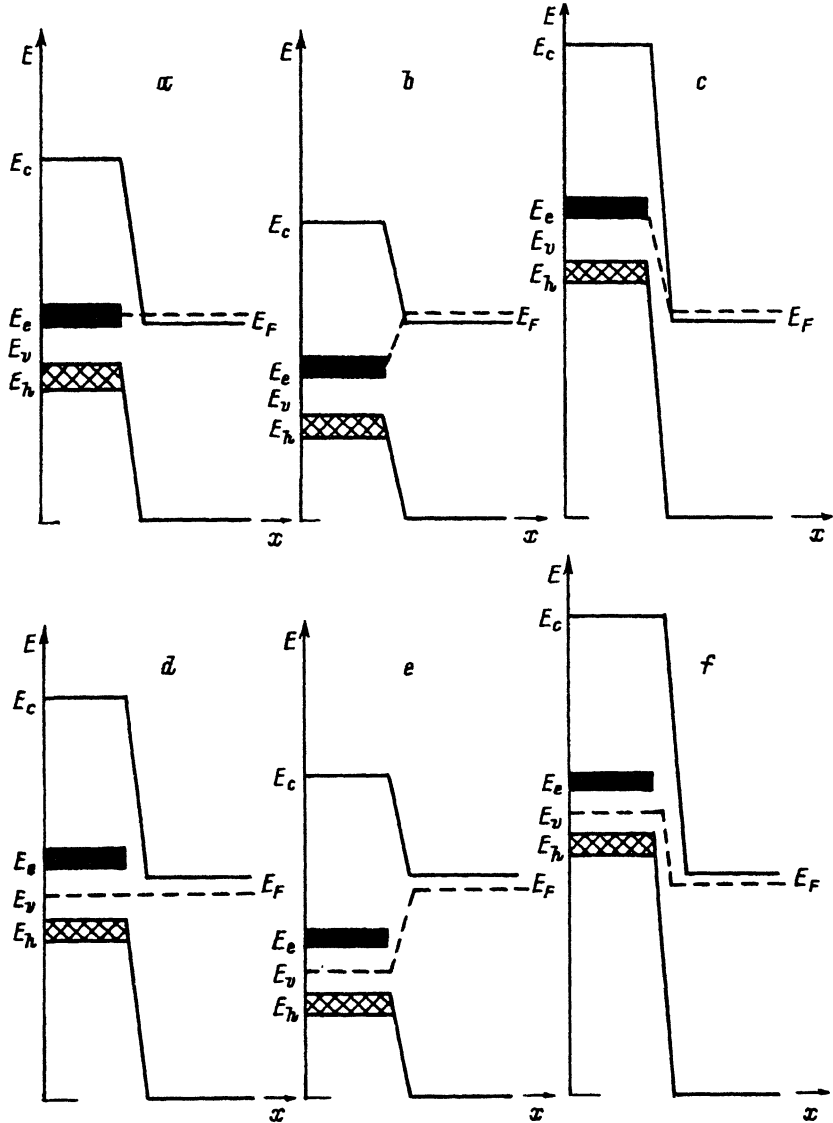


Рис. 6. Одноэлектронная зонная схема p^+ -квантовой ямы на поверхности кремния n -типа при $T = 300$ К (a-c) и $T = 77$ К (d-f).

a, d — соответствует нулевому смещению на p^+ - n -переходе; b, e — прямое смещение на p^+ - n -переходе; c, f — обратное смещение на p^+ - n -переходе.

рой [23], как и в p^+ - n -переходе с вырожденным газом квазидвумерных дырок (рис. 3, a', кривая 1). Если же имеется энергетическая щель (рис. 6, 7), то $|\alpha|$ уменьшается с ростом T [23]:

$$|\alpha| = \frac{k}{e} \left(\frac{\Delta E}{kT} + \text{const} \right), \quad (8)$$

где ΔE — величина энергетической щели.

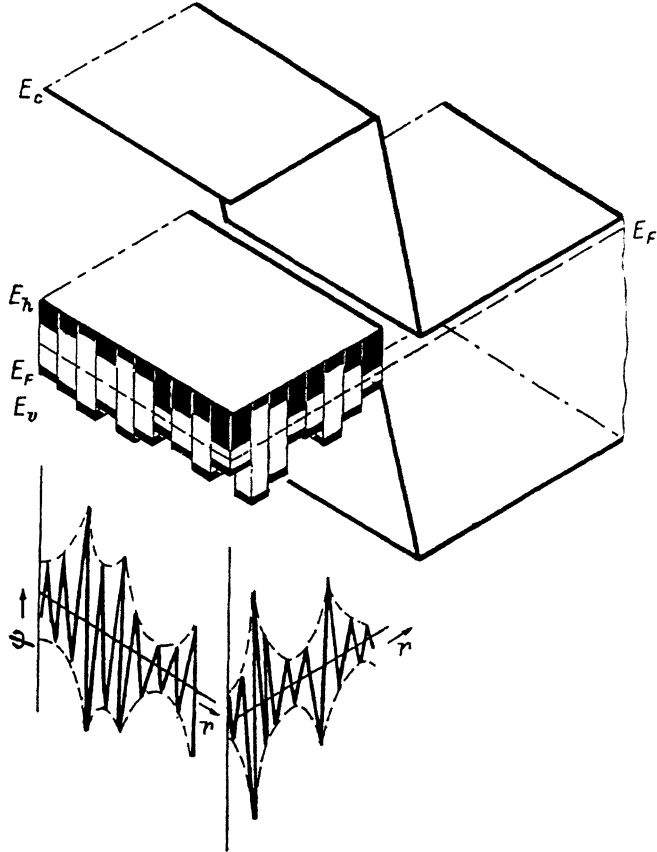


Рис. 7. Объемное изображение одноэлектронной зонной схемы сильно легированного p^+ - n -перехода, который в режиме андерсоновской локализации представляет собой систему квантово-размерных p^+ - n -переходов (p^+ -квантовая яма в режиме «квантовых ящиков», разделенных диэлектрическими барьерами).

Именно подобная зависимость (рис. 3, c' , кривая 1) была обнаружена при исследовании термоэдс наиболее узкой p^+ -квантовой ямы (рис. 2, c , кривая 3), полученной в кремнии n -типа при температуре диффузии 800°C . Причем величина аномально широкой энергетической щели ($\Delta E = 0.26$ эВ), определенная в интервале $70 \div 90$ К, на 2 порядка превышает значения энергии активации, полученные из зависимости $\log(\rho)$ от $1/T$ в трехмерном приближении. Поэтому при расчете энергий активации проводимости p^+ -квантовых ям необходимо пользоваться формулами, учитывающими двумерные поправки [12, 25–27].

Знак обнаруженной гигантской термоэдс соответствует при низких температурах электронной составляющей проводимости, тогда как при $T > 112$ К основной вклад в термоэдс дают термически возбужденные дырки. Такая смена знака термоэдс p^+ -квантовой ямы указывает на диэлектрические свойства вырожденного квазидвумерного дырочного газа с энергетической щелью в плотности состояний, которая может быть обусловлена сильными зарядовыми корреляциями, возникающими вследствие резкого ослабления экранирования электриче-

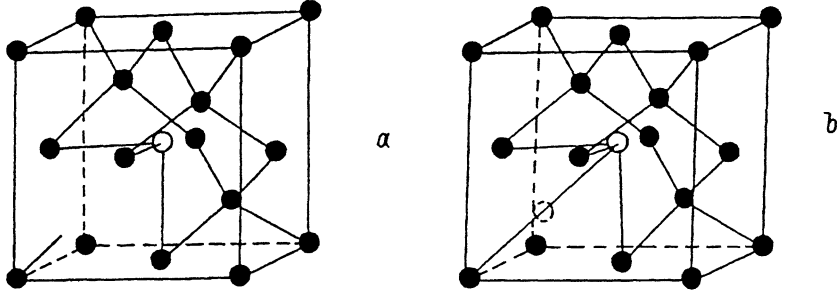
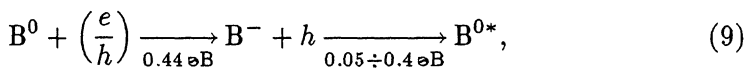


Рис. 8.
 а — модель глубокого донора C_{3V} -симметрии, состоящего из нейтрального реконструированного акцептора и кремниевой оборванной связи; б — модель реконструированного нейтрального акцептора C_{3V} -симметрии.

ского поля при сверхвысокой концентрации бора. При этом повышается вероятность формирования глубокого состояния малого радиуса для локализованной дырки в процессе реконструкции мелкого акцептора вдоль кристаллографической оси $\langle 111 \rangle$ с образованием глубокого донора C_{3V} -симметрии (см., например, [28,29]), состоящего из нейтрального бора и кремниевой оборванной связи (рис. 8,а).

Предлагаемый механизм трансформации мелкого акцептора в глубокий донор в p^+ -квантовой яме может быть ответственным за возникновение диэлектрической щели в плотности состояний квазидвумерных дырок, максимальная величина которой определяется позицией глубокого донорного уровня кремниевой оборванной связи [30–32], и представляет собой одну из версий двумерного экситонного диэлектрика. Следует отметить, что в условиях подавления эффектов экранирования в сильно легированных p^+ -квантовых ямах энергия экситона, локализованного на мелком акцепторе, резко возрастает и в максимуме также фиксируется энергетической позицией глубокого уровня кремниевой оборванной связи, поскольку электрон и дырка в этом случае могут захватываться на разные связи бора с кремнием:



где V^{0*} представляет собой центр C_{3V} -симметрии (рис. 8,а).

Таким образом, в рамках модели реконструированного мелкого акцептора два различных подхода описания перехода металл-диэлектрик в двумерных системах (образование энергетической щели в условиях сильной локализации дырки на акцепторе и формирование двумерного экситонного диэлектрика) практически приводят к одному и тому же результату. Еще раз отметим, что подобные эффекты существенны только в сильно легированных полупроводниковых системах с пониженной размерностью и практически не наблюдаемы в трехмерном случае из-за эффективного экранирования электрического поля свободными носителями.

Величина энергетической щели может быть определена не только с помощью температурной зависимости коэффициента Зеебека (рис. 3, c' , кривая 1), но и из порогового значения напряжения в соответствующей ВАХ ступенчатой формы (рис. 5, c' , кривая 1). Наиболее ярко

энергетическая щель проявляется в ВАХ при $T = 77$ К (рис. 5, c, c' , кривая 1), что находит отражение в пороговом характере как прямой, так и обратной ветви. Эффект изменения знака прямой ветви темновой ВАХ, который наблюдался также в случае сильно коррелированной металлической проводимости (рис. 5, a' , кривая 2), по-видимому, обусловлен туннелированием остаточных делокализованных электронов из p^+ -квантовой ямы вследствие флуктуаций в величине энергетической щели. Это подтверждается совпадением значений прямой и обратного токов при напряжениях ниже порогового (рис. 5, c, c' , кривые 1). Хорошее согласие значений ВАХ и приведенной выше температурной зависимости коэффициента Зеебека (рис. 2, c'), является дополнительным аргументом в пользу предложенной модели энергетической щели в плотности состояний квазидвумерного вырожденного дырочного газа.

Диэлектрические свойства квазидвумерного сильно коррелированного дырочного газа могут значительно усилиться в режиме перехода Андерсона [33, 34], возникающего вследствие сильных флуктуаций в величине энергетической щели (рис. 7) из-за беспорядка в распределении акцепторов в p^+ -квантовой яме, что дополнительно блокирует проводимость вдоль плоскости p - n -перехода (рис. 3, c).

Возникает вопрос — насколько реальным является разброс энергий локализации дырки $0.044 \text{ эВ} \div 0.4 \text{ эВ}$ на реконструированных акцепторах бора и всегда ли подобная реконструкция вдоль кристаллографической оси $\langle 111 \rangle$ сопровождается генерацией оборванной кремниевой связи (рис. 8). Тем более что изолированный атом бора в узле решетки кремния представляет собой мелкий водородоподобный акцептор с энергией уровня всего $E_v + 0.044 \text{ эВ}$. Для объяснения столь сильной локализации дырки на акцепторе необходимо учесть, что ее потенциал состоит из двух частей — кулоновского потенциала $e^2/\epsilon r$, а также из глубокой и узкой потенциальной ямы (глубиной E_t и размерами порядка постоянной решетки a), соответствующей «кору». Если глубина E_t недостаточна для образования связанного состояния дырки (т.е. $\hbar^2/ma^2 > E_t$, то энергия ее локализации в основном обусловлена кулоновским потенциалом, что дает мелкое водородоподобное акцепторное состояние, близкое к получаемому в простом приближении эффективной массы: $E_B = m^* E_H / \epsilon^2$ (где $E_H = 13.5 \text{ эВ}$ — энергия ионизации атома водорода). Однако если в пределах боровского радиуса находится несколько акцепторов, то ситуация принципиально меняется. Даже чисто кулоновское приближение увеличивает энергию связи дырки более чем в 2 раза, но эффект может быть гораздо большим, если учесть реконструкцию примесного атома вдоль «наименее плотной» кристаллографической оси $\langle 111 \rangle$. Подобная комбинация кулоновских эффектов и электрон-колебательного взаимодействия приводит к резкому возрастанию вероятности возникновения глубокого состояния малого радиуса на потенциале «кора», которое соответствует сильно локализованной дырке на реконструированном акцепторе. Предельным случаем сильной локализации дырки на акцепторе, обусловленной зарядовыми корреляциями в режиме перехода Андерсона, является генерация кремниевой оборванной связи (рис. 8, a), что объясняет существование энергетической щели в плотности состояний дырочного газа в сильно легированных p^+ -квантовых ямах.

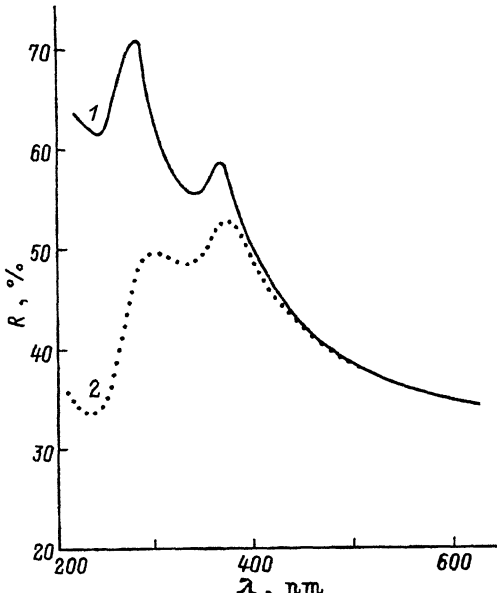


Рис. 9. Спектральная зависимость коэффициента отражения в монокристаллическом кремнии (1) [35] и в кремнии с квантово-размерным p^+ - n -переходом, полученным при 800°C (кривая 2 соответствует кривой 3 на рис. 2,с).

Кроме вышеописанных эффектов в температурной зависимости термоэдс (рис. 3,с', кривая 1) и в форме знакопеременной ВАХ (рис. 5,с,с', кривые 1), возникновение локализованных состояний в узкой p^+ -квантовой яме, полученной при 800°C (рис. 2,с, кривая 3), подтверждается сильным тушением коэффициента отражения света с энергиями много большими чем E_g (рис. 9, кривая 2).

В случае снижения степени беспорядка в распределении акцепторов в p^+ -квантовой яме вырожденный дырочный газ может не находиться в режиме андерсоновской локализации. При этом реконструкция мелкого акцептора вдоль кристаллографической оси $\langle 111 \rangle$ не сопровождается генерацией кремниевой оборванной связи (рис. 8,б). Возникновение энергетической щели в таких условиях не приводит к исчезновению металлических свойств дырочного газа, который может находиться в режиме сильно коррелированного металла (рис. 3,а', кривую 2). По-видимому, данная причина лежит в основе трансформации диэлектрических свойств дырочного газа в металлические при увеличении размеров p^+ -квантовой ямы, полученной при 800°C (рис. 2,с, кривая 2), что отражается в исчезновении «электронной составляющей температурной зависимости коэффициента Зеебека» (рис. 3,с', кривая 2) и знакопеременной ВАХ (рис. 5,с', кривая 2).

Более подробный анализ экспериментальных данных в режиме перехода Андерсона [33,34] вряд ли будет корректным, поскольку существующие расчеты аналогичных систем [22,34] проведены в приближении случайного потенциала, тогда как наличие характерных особенностей в температурных зависимостях и коэффициента Зеебека свидетельствует о важной роли зарядовых корреляций в электрофизических свойствах p^+ -квантовых ям. По-видимому, наличие зарядовых корреляций в условиях беспорядка в распределении бора должно привести к

перекляционной модели проводимости, в рамках которой сильно легированная p^+ -квантовая яма состоит из проводящих и диэлектрических участков. Причем размеры этих участков зависят от уровня легирования и глубины диффузионного профиля и могут быть порядка ширины p^+ -квантовой ямы, что позволяет описывать ее как совокупность квантово-размерных $p^+ - n$ -переходов.

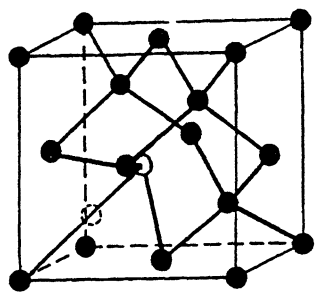
В этом случае проводимость вдоль p^+ -квантовой ямы определяется процессами протекания между микрообластями, разделенными потенциальными барьерами различной величины [22,36]. Поэтому в зависимости от количественного соотношения диэлектрических и проводящих участков, а также от величины разделяющих их барьеров p^+ -квантовая яма, как их совокупность, может проявлять либо свойства квазидвумерного диэлектрика (рис. 3, c, c' , кривые 2), либо сильно коррелированного металла (рис. 3, a, a' , кривые 2). В предельных случаях (в условиях сильных зарядовых корреляций либо в их отсутствие), как отмечено выше, комбинация диэлектрических и металлических участков p^+ -квантовой ямы может трансформироваться соответственно в двумерный диэлектрик (рис. 3, c, c' , кривые 1) или нормальный металл (рис. 3, a, a' , кривые 1).

в) p^+ -квантовые ямы, полученные на поверхности кремния n -типа в условиях паритета kick-out и диссоциативного вакансионного диффузионных механизмов при 900°C . Андерсоновская локализация квазидвумерных дырок вдоль плоскости $p-n$ -перехода может быть подавлена в наиболее узких p^+ -квантовых ямах, полученных с условиях паритета диффузионных механизмов при 900°C (рис. 2, b), что отражается в соответствующей зависимости (рис. 3, b). Видно, что удельное сопротивление уменьшается с понижением температуры, но показатель степени $\beta = 1.1$ заметно ниже, чем для металлической проводимости вырожденного дырочного газа (рис. 3, a). При $T < 40\text{ K}$ наблюдаются воспроизводимые мезоскопические флуктуации сопротивления образцов, амплитуда которых становится меньше при увеличении тока.

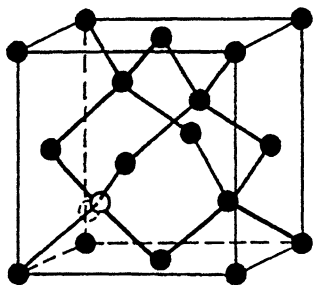
Наибольший интерес вызывают температурные зависимости коэффициента Зеебека, поведение которых аналогично ВТСП и системам $A^{IV}B^{VI}$ с примесно-индуцированной сверхпроводимостью (рис. 3, b') [37,38]. Эти результаты в совокупности с соответствующими ВАХ (рис. 4, b и 5, b) позволяют предположить, что отдельные участки узких сильно легированных p^+ -квантовых ям демонстрируют сверхпроводящие свойства. Иными словами, при уменьшении размеров p^+ -квантовой ямы квазидвумерный дырочный диэлектрик может перейти в режим сверхпроводника II рода.

Подобные корреляционные эффекты в узких p^+ -квантовых ямах могут быть обусловлены резким усилением локализации дырок в направлении, перпендикулярном плоскости $p^+ - n$ -перехода, которая значительно ослабляет андерсоновскую локализацию вдоль плоскости $p^+ - n$ -перехода за счет увеличения эластичности примесной системы. Данное объяснение основано на механизме Литтла, предсказывающем ВТСП квазиодномерных органических систем (см., например, [39]).

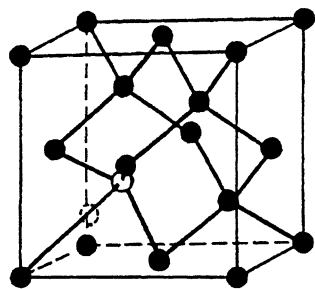
В рамках предложенной модели ослабление андерсоновской локализации дырок приведет к слабой флуктуации величины энергетической щели, возникновение которой является следствием «эластичной



a



c



б

Рис. 10. Модель эластичной реконструкции мелкого акцептора, сопровождающейся образованием центров C_{3v} -симметрии с различной величиной смещения из позиции в узле решетки кремния.

реконструкции» мелкого акцептора вдоль кристаллографической оси $\langle 111 \rangle$, не сопровождающейся генерацией кремниевой оборванной связи (рис. 10). Следует отметить, что существование сильной локальной моды электрон-калебательного взаимодействия вдоль оси $\langle 111 \rangle$ (рис. 10) может стимулировать не только формирование сильно коррелированного металла, но и привести в отсутствие беспорядка в распределении акцепторной примеси к парным дырочным корреляциям, ответственным за сверхпроводящие участки в квазидвумерном дырочном газе. Кроме того, «эластичная реконструкция» примесного центра вдоль кристаллографической оси $\langle 111 \rangle$ позволяет объяснить возникновение примесно-индуцированной сверхпроводимости в сильно легированных полупроводниках $A^{IV}B^{VI}$ [38].

Таким образом, в узких p^+ -квантовых ямах, полученных в условиях паритета диффузионных механизмов при 900°C , также наблюдаются корреляционные эффекты в процессах проводимости, которые свидетельствуют о существовании металлических свойств квазидвумерного дырочного газа, несмотря на наличие энергетической щели в плотности состояний.

4. Оптическое излучение p^+ -квантовых ям на поверхности кремния n -типа в условиях внешнего электрического поля

Люминесценция p^+ -квантовых ям на поверхности кремния n -типа исследовалась в условиях внешнего электрического поля, приложенного параллельно или перпендикулярно плоскости p^+ - n -перехода. Было обнаружено мощное инфракрасное излучение, спектры которого (рис. 11–13) измерялись с помощью двойного монохроматора СТ-50 и системы инфракрасных фотоприемников на основе охлаждаемого InSb.

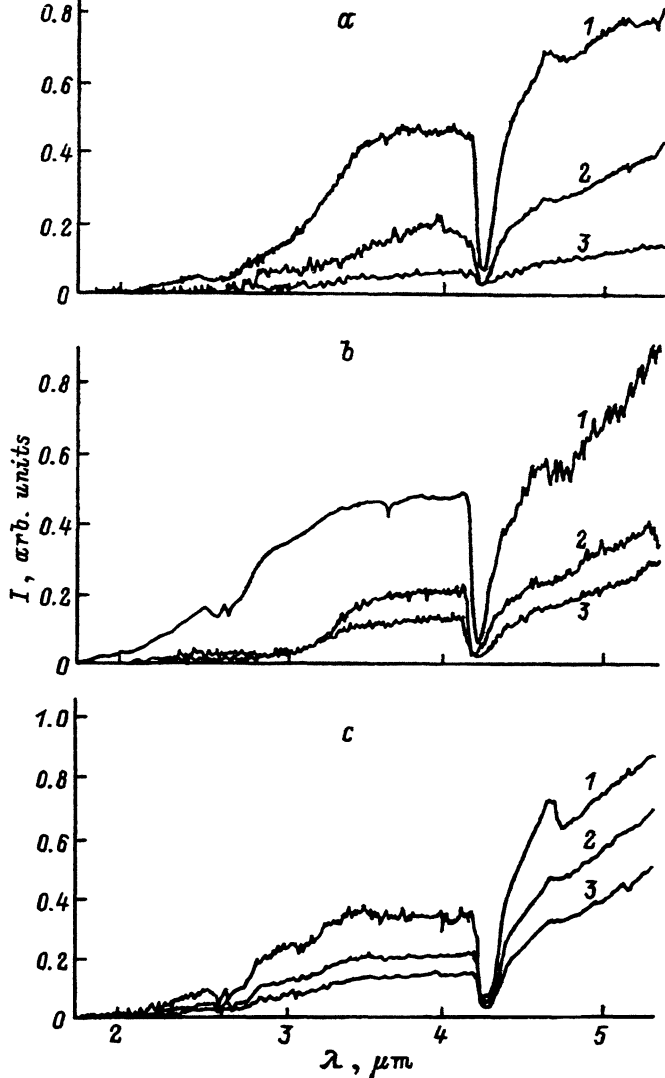


Рис. 11. Спектры инфракрасного излучения, индуцированного протеканием продольного тока при $T = 300$ К в p^+ -квантовых ямах (вдоль плоскости p^+ - n -перехода), полученных на поверхности кремния n -типа при различных температурах диффузии бора.

a — 1100°C (соответствует кривой 3 на рис. 2, a), b — 900°C (кривая 1 на рис. 2, b), c — 800°C (кривая 1 на рис. 2, c). Мощность излучения ($\text{мВт}/\text{мм}^2$): a : 1 — 800 (200 мА), 2 — 300 (150 мА), 3 — 100 (130 мА); b : 1 — 950 (200 мА), 2 — 300 (70 мА), 3 — 240 (50 мА); c : 1 — 1000 (100 мА), 2 — 630 (50 мА), 3 — 150 (35 мА).

Резкое тушение в исследованных спектрах при $\lambda = 4.27$ мкм соответствует поглощению ИК излучения, которое обусловлено естественным содержанием CO_2 в атмосфере. Особенности в спектрах излучения при $\lambda = 2.66$ мкм возникают вследствие наличия остаточных паров воды между излучателем и фотоприемником.

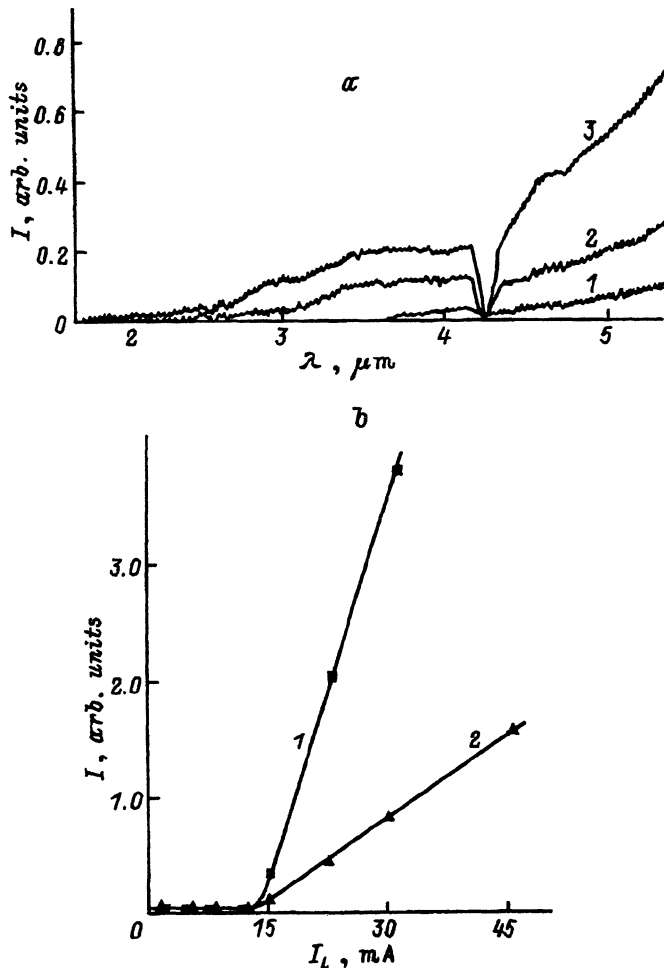


Рис. 12.

a — спектры инфракрасного излучения, индуцированного протеканием продольного тока при $T = 300$ К в p^+ -квантовых ямах (вдоль плоскости p^+ - n -перехода), полученных на поверхности кремния n -типа при различных температурах диффузии бора. 1 — 1100°C (соответствует кривой 3 на рис. 2, *a*), 2 — 900°C (кривая 1 на рис. 2, *b*), 3 — 800°C (кривая 1 на рис. 2, *c*). Мощность излучения ($\text{мВт}/\text{мм}^2$) при токе 50 мА ($T = 300$ К): 1 — 80, 2 — 240, 3 — 630.

b — зависимость интенсивности инфракрасного излучения p^+ -квантовой ямы, полученной при температуре диффузии 800°C (кривая 1 на рис. 2, *c*) на поверхности кремния n -типа, от величины продольного тока. λ , мкм: 1 — 5.25, 2 — 3.0, $T = 300$ К.

Видно (рис. 2, 11 и 12, *a*), что мощность излучения возрастает при уменьшении размеров p^+ -квантовой ямы и увеличении уровня ее легирования. При этом излучательная способность p^+ -квантовых ям значительно слабее при $T = 77$ К, чем при комнатной температуре [15, 40]. Кроме того, уменьшение уровня легирования и увеличение размеров p^+ -квантовой ямы приводит к ослаблению излучения в первую очередь в коротковолновой части спектра (рис. 12, *a*). Следует отметить, что диффузионные профили с глубинами более 300 \AA практически не излучали в исследованном диапазоне длин волн.

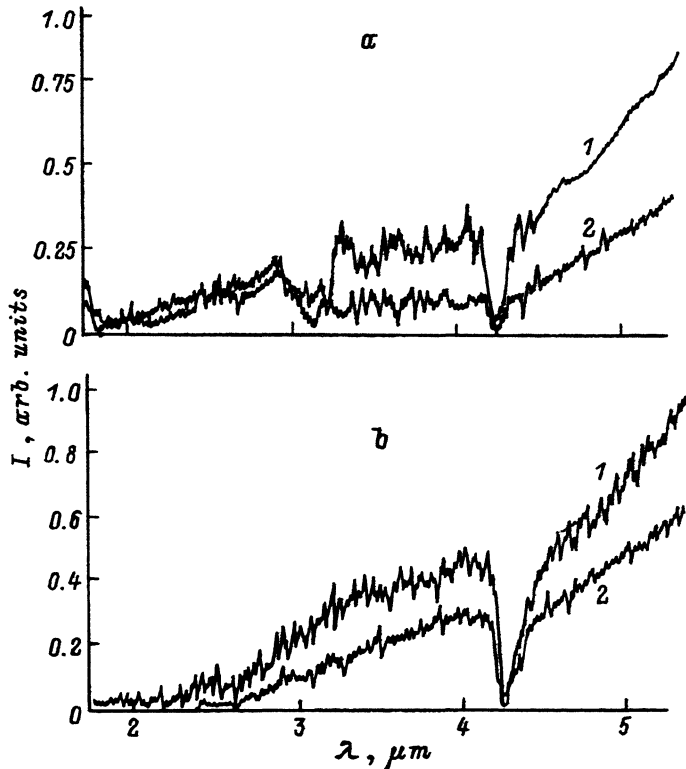


Рис. 13. Спектры инфракрасного излучения, индуцированного протеканием тока при прямом (а) и обратном (b) смещениях (300 К) в p^+ -квантовых ямах, полученных на поверхности кремния n -типа при температуре диффузии бора 900°C (кривая 3 на рис. 2, b). Мощность излучения ($\text{мВт}/\text{мм}^2$):

a: 1 — 120 (150 мА), 2 — 60 (100 мА); b: 1 — 220 (30 мА), 2 — 170 (15 мА).

Пороговый характер зависимости мощности излучения от величины тока, протекающего вдоль плоскости p^+ - n -перехода (рис. 12, b), является первой демонстрацией наблюдения индуцированного излучения в кремнии.

Полученные результаты можно объяснить, используя предложенную выше модель зарядовых корреляций, которые приводят к возникновению в плотности состояний квазидвумерного вырожденного дырочного газа энергетической щели с флуктуациями вдоль и перпендикулярно плоскости p^+ - n -перехода. В пользу такого подхода свидетельствуют данные по исследованию ИК излучения в условиях электрического поля, приложенного вдоль плоскости p^+ - n -перехода. В этом случае может происходить инжекция дырок и электронов в слабопроводящие участки p^+ -квантовой ямы, где они излучательно рекомбинируют. Квантовый выход при этом может быть очень высоким, поскольку излучательные переходы идут без сохранения импульса. Тогда наблюдающиеся спектры излучения характеризуют существующий разброс в энергиях энергетической щели. Наличие характерного плато при $\lambda \approx 3.5 \div 4.2$ мкм в спектрах излучения согласуется с величиной максимальной энергетической щели, определенной

из измерений ВАХ и температурной зависимости коэффициента Зеебека в условиях сильных флуктуаций в ее энергии вследствие андерсоновской локализации. Уменьшение концентрации бора и увеличение размеров p^+ -квантовой ямы, как отмечено выше, сопровождается значительным ослаблением режима андерсоновской локализации, что объясняет соответствующий сдвиг спектра ИК излучения в длинноволновую область (рис. 12,а). В этом случае, однако, не наблюдается мощного ИК излучения (рис. 11 и 12,а) в силу отсутствия сильных зарядовых корреляций, которое проявляется, в частности, в доминировании металлических участков p^+ -квантовой ямы над диэлектрическими (рис. 3–5).

Таким образом, наиболее оптимальной для наблюдения мощного ИК излучения является сильно легированная p^+ -квантовая яма, в которой вырожденный дырочный газ находится в режиме квазидвумерного диэлектрика (рис. 11,с). Это позволяет объяснить полученные результаты в рамках единого подхода к излучательной способности полупроводниковых систем: на первом этапе мощность индуцированного излучения может быть увеличена путем уменьшения размеров p^+ -квантовой ямы, содержащей вырожденный дырочный газ в режиме сильно коррелированного металла (рис. 11,а); на втором этапе она может быть еще более усилена, если сильно коррелированный двумерный металл в условиях сильных зарядовых корреляций трансформируется в квазидвумерный диэлектрик (рис. 11,с). в последнем случае p^+ -квантовая яма представляет собой систему «квантовых ящиков» (quantum dots), разделенных диэлектрическими перегородками различной протяженности (рис. 7).

Подавление андерсоновской локализации в наиболее узких p^+ -квантовых ямах (рис. 3,б,б') вновь стимулирует металлические свойства дырочного газа, что практически ликвидирует систему квантовых ящиков и соответственно приводит к уменьшению мощности ИК излучения (рис. 11,б).

Кроме того, мощность электролюминесценции p^+ -квантовых ям значительно снижается при уменьшении температуры ниже комнатной [15,40], что указывает на термический характер восстановления зарядовых корреляций, ответственных за формирование диэлектрических фаз в квазидвумерном вырожденном дырочном газе. Предложенный механизм термической регенерации двумерного экситонного диэлектрика подтверждается также резким увеличением величины продольного тока, необходимой для подавления андерсоновской локализации при низких температурах.

В заключение отметим, что переход p^+ -квантовой ямы в режим индуцированного излучения, о чем свидетельствует пороговая зависимость $I(J)$ (рис. 12,б), достигается в условиях лавинного умножения квазидвумерных дырок [9,40], которые реализуются при соответствующих значениях электрического поля, приложенного как параллельно (рис. 11), так и перпендикулярно (рис. 13) плоскости p^+ - n -перехода.

Таким образом, впервые продемонстрированы электрофизические свойства сильно легированных p^+ -квантовых ям на поверхности кремния n -типа, уровень легирования и размеры которых зависят от относительного вклада kick-out и диссоциативного вакансионного механизма в диффузию легирующей акцепторной примеси.

Исследования температурных зависимостей удельного сопротивления, термоэдс, а также ВАХ позволили обнаружить энергетическую щель в плотности состояний квазидвумерного дырочного газа, которая возникает вследствие зарядовых корреляций, являющихся результатом резкого ослабления экранирования электрического поля при сверхвысокой концентрации акцепторов. Показано, что несмотря на наличие энергетической щели вырожденный квазидвумерный дырочный газ может проявлять как металлические, так и диэлектрические свойства, относительный вклад которых зависит от степени подавления андерсоновской локализации и определяется уровнем легирования и размерами p^+ -квантовой ямы.

Предложена модель зарядовых корреляций, стимулирующих переход металл-диэлектрик в квазидвумерном вырожденном дырочном газе, в основе которой лежит реконструкция мелкого акцептора вдоль кристаллографической оси $\langle 111 \rangle$ с образованием глубокого донора C_{3V} -симметрии, состоящего из трехкоординированного нейтрального примесного атома и кремниевой оборванной связи. Величина энергетической щели в этом случае фиксируется позицией глубокого уровня кремниевой оборванной связи. В условиях слабой флуктуации величины энергетической щели, например вследствие подавления андерсоновской локализации, реконструкция мелкого акцептора вдоль оси $\langle 111 \rangle$ может не сопровождаться генерацией кремниевой оборванной связи, что приводит к металлическим свойствам квазидвумерного дырочного газа, который может находиться в режиме сильно коррелированного металла или сверхпроводника II-го рода.

Обнаружено мощное индуцированное ИК излучение в условиях электрического поля, приложенного параллельно или перпендикулярно плоскости $p^+ - n$ -перехода, спектральная зависимость и интенсивность которого определяются уровнем легирования и размерами p^+ -квантовой ямы. Показано, что оптимальная мощность ИК излучения достигается при наличии диэлектрических фаз в квазидвумерном дырочном газе, в режиме которых p^+ -квантовая яма представляет собой систему квантово-размерных $p - n$ -переходов, разделенных диэлектрическими барьерами различной протяженности.

Авторы благодарят В.Л.Суханова и Н.В.Забродскую за техническое содействие в выполнении настоящей работы и обсуждение ее результатов.

Данная работа поддержана в рамках программы Международного научного фонда (ISF), контракт NTX000.

- [1] W. Frank, U. Gosele, H. Mehrer, A. Seeger. In: *Diffusion in Crystalline Solids* (Academic Press Inc., 1984) p. 63.
- [2] R.B. Fair. *Dif. and Defect Data*, **37**, 1 (1984).
- [3] U. Gosele, T.Y. Tan. *Def. Dif. Forum*, **59**, 1 (1988).
- [4] N.A. Stolwijk, M. Perret, H. Mehrer. *Def. Dif. Forum*, **59**, 79 (1988).
- [5] N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, V.L. Sukhanov. *Def. Dif. Forum*, **103–105**, 192 (1993).
- [6] N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, V.L. Sukhanov. *Semicond. Sci. Technol.*, **6**, 577 (1991).
- [7] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В.Л. Суханов. *ФТП*, **25**, 644 (1991).
- [8] N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, A.M. Valyarenko, V.L. Sukhanov. *Sol St. Electron.*, **34**, 1149 (1991).
- [9] N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, V.L. Sukhanov. *Sol. St. Electron.*, **36**, 1741 (1993).
- [10] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, В.Л. Суханов. *ФТП*, **25**, 1613 (1991).
- [11] N.F. Mott. *Phil. Mag.*, **6**, 287 (1961).
- [12] E. Tosatti, P.W. Anderson. *Sol. St. Commun.*, **14**, 773 (1974).
- [13] B.I. Halperin, T.M. Rice. *Sol. St. Phys.*, **21**, 115 (1968).
- [14] А.Г. Аронов, Е.К. Кудинов. *ЖЭТФ*, **55**, 1344 (1968).
- [15] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, Е.И. Чайкина. *Письма ЖЭТФ*, **58**, 620 (1993).
- [16] K. Nauka, J. Lagowski, H.C. Gatos, O. Ueda. *J. Appl. Phys.*, **60**, 615 (1986).
- [17] O. Ueda, K. Nauka, J. Lagowski, H.C. Gatos. *J. Appl. Phys.*, **60**, 622 (1986).
- [18] N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, V.L. Sukhanov. *Sol. St. Phenomena*, **32–33**, 71 (1993).
- [19] M. Rosso, J.F. Gouyet, B. Sapoval. *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 3195 (1986).
- [20] M. Kolb, J.F. Gouyet, B. Sapoval. *Europhys. Lett.*, **3**, 33 (1987).
- [21] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1982).
- [22] B.I. Shklovskii, A.L. Efros. *Electronic Properties of Doped Semiconductors* (Berlin etc., Springer, 1984).
- [23] Н. Мотт. *Переходы металл-изолятор* (М., Наука, 1979), с. 61.
- [24] W.F. Brinkman, T.M. Rice. *Phys. Rev. B*, **2**, 1324 (1970).
- [25] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985).
- [26] B.L. Altshuler, A.G. Aronov. In: *Modern Problems in Condensed Matter Science*, ed. by A.L. Efros, M. Pollak (Amsterdam, 1985).
- [27] В.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов, А.Н. Ларкин, Д.Е. Хмельницкий. *ЖЭТФ*, **81**, 758 (1981).
- [28] J.Dabrowski, M.Scheffler. *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 2183 (1988).
- [29] D.J. Chadi, K.J. Chang. *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 2187 (1988).
- [30] V.V. Kveder. *Def. Dif. Forum*, **103–105**, 431 (1993).
- [31] Н.Т. Баграев, А.И. Гусаров, В.А. Машков. *ЖЭТФ*, **92**, 968 (1987).
- [32] Н.Т. Баграев, А.И. Гусаров, В.А. Машков. *ЖЭТФ*, **95**, 1412 (1989).
- [33] P.W. Anderson. *Phys. Rev.*, **109**, 1492 (1958).
- [34] E. Abrahams, P.W. Anderson, D.C. Licciardello, T.V. Ramakrishnan. *Phys. Rev. Lett.*, **42**, 673 (1979).
- [35] H.R. Philipp, H. Ehrenreich. *Phys. Rev.*, **129**, 1550 (1963).
- [36] В.М. Теплинский, В.Ф. Гантмахер, О.И. Баркалов. *ЖЭТФ*, **101**, 1698 (1992).
- [37] V.I. Kaidanov. *Def. Dif. Forum*, **103–105**, 387 (1993).
- [38] И.А. Черник, С.Н. Лыков. *Письма в ЖТФ*, **7**, 94 (1981).
- [39] Э. Линтон. *Сверхпроводимость* (М., Мир, 1971).
- [40] N.T. Bagraev, E.I. Chaikina, L.E. Klyachkin. *Sol. St. Phenomena*, **32–33**, 253 (1993).

Редактор В.В. Чалдышев

Metal-insulator transition in high heavily doped p^+ -quantum wells on the surface of n -type silicon

N. T. Bagraev, E. V. Vladimirskaia, V. E. Gasumyantz*, V. I. Kaidanov*, V. V. Kveder†, L. E. Klyachkin, A. M. Malyarenko, E. I. Chaikina, A. I. Shalynin†*

A. F. Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

*St. Petersburg Technical University, 195251 St. Petersburg, Russia

†Institute of Solid State Physics, Russian Academy of Sciences, 142432 Chernogolovka, Russia
