

ВЛИЯНИЕ СЛАБОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПРОВОДИМОСТЬ В ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ

*А. П. Болтаев**, *Ф. А. Пудонин***

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 15 февраля 2006 г.

В работе сообщается об исследовании изменения проводимости островковых металлических пленок Ti, Co, W, FeNi в слабых электрических полях. Измерялись зависимости изменения дифференциальной проводимости островковых металлических пленок от электрического поля при температурах от $T = 77$ К до $T = 300$ К, а также зависимости дифференциальной проводимости структур от температуры от $T = 77$ К до $T = 300$ К. Показано, что в таких структурах реализован режим термически активированной проводимости. Обсуждается механизм изменения проводимости островковых металлических пленок в слабом электрическом поле.

PACS: 73.22.-f, 73.61.-g

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение свойств островковых металлических пленок толщиной менее 2–3 нм обусловлено общим интересом к системам пониженной размерности (квантовым ямам, точкам, проволокам) и успехам в развитии технологии изготовления различных наноструктур и методов их исследования. В островковых металлических пленках наблюдалось излучение во внешнем электрическом поле [1], обнаружена фотопроводимость в видимой и инфракрасной областях спектра [2]. При не слишком высокой плотности металлических островков в таких структурах может быть реализован режим термически активированной проводимости. Экспериментально было найдено, что проводимость в островковых металлических структурах чаще всего изменяется с температурой в соответствии с законом $\sigma \propto \exp(-(T_0/T)^{0.5})$ [3–6]. Но в ряде работ было показано, что показатель степени (x) в выражении, описывающем измеренное значение проводимости в гранулированных системах, не всегда равен 1/2. В работе [7] было обнаружено, что $x = 0.75$, в работе [8] — $x = 0.72$, в работе [9] — $x = 1$.

Теоретически, в основном, рассматривались раз-

личные модели для объяснения только «закона 1/2». Эти модели являлись модификацией теории прыжковой проводимости в полупроводниках, где «закон 1/2» трактуется как возникновение кулоновской щели в плотности состояний электронов вблизи уровня Ферми. В работах [10, 11] указывалось на важную роль кулоновского взаимодействия между заряженными гранулами и на формирование кулоновской щели в гранулированных системах. Имеются и другие модели, объясняющие «закон 1/2», так, в работе [4] проводимость в гранулированных структурах связывается с корреляцией размеров гранул с расстоянием между гранулами, а в работе [12] проводимость в гранулированных структурах связывается с упорядоченным разбросом размеров металлических гранул. В работе [13] предпринята попытка объяснить изменение проводимости с изменением температуры с учетом отклонения проводимости от «закона 1/2», на которое обращалось внимание в работах [7–9]. В работе [13] считается, что механизм протекания тока в островковых системах обусловлен кулоновским взаимодействием между заряженными островками. При этом в работах [4, 12, 13] предполагалось, что механизм протекания тока в островковой металлической пленке обусловлен двумя последовательными процессами: во-первых, туннелированием электрона из одного нейтрального островка на другой с образованием положительно и отрицательно

*E-mail: boltaev@sci.lebedev.ru

**E-mail: pudonin@sci.lebedev.ru

заряженных островков, во-вторых, туннелированием носителей заряда с заряженного островка на нейтральный. Данная модель ранее рассматривалась в работе [9].

Отсутствие единой точки зрения на механизм протекания электрического тока в островковых и гранулированных системах, очевидно, требует проведения дополнительных исследований. В настоящей работе исследовалось влияние слабого электрического поля на проводимость в островковых металлических пленках. Эти исследования выполнены в комплексе с измерением температурной зависимости проводимости структур. Такой подход к изучению островковых металлических систем позволил получить новую информацию о процессах переноса носителей заряда в островковых и гранулированных системах.

В работе сообщается об исследовании изменения проводимости ультратонких металлических пленок Ti, Co, W, FeNi в слабых электрических полях. Измерялись зависимости изменения дифференциальной проводимости островковых металлических пленок от электрического поля при температурах $T = 77$ К и $T = 300$ К, а также зависимости дифференциальной проводимости структур от температуры от $T = 77$ К до $T = 300$ К.

2. ТЕХНОЛОГИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Тонкие пленки Ti, Co, W, FeNi выращивались методом ВЧ-распыления в аргоне на диэлектрической подложке. Подробности метода получения таких пленок приведены в работе [2]. После напыления каждая из металлических структур закрывалась тонким слоем диэлектрика (Al_2O_3 , $d = 8 \text{ \AA}$). Толщина металлических пленок варьировалась от 7 \AA до 14 \AA . Из структур изготавливались образцы шириной $0.5\text{--}1.5$ мм и длиной $2\text{--}3.5$ мм. Омические контакты создавались путем нанесения индия на поверхность металлической пленки. Частотная зависимость проводимости для всех образцов оставалась неизменной до $f = 10$ кГц. Измерение дифференциальной проводимости осуществлялось на частоте $f = \omega/2\pi = 2.5$ кГц. При исследовании изменения дифференциальной проводимости под действием слабого электрического поля к образцу прикладывалось напряжение $U = U_0 + U_1 \cos(\omega t)$. Амплитуда переменного напряжения равнялась $U_1 = 10^{-2}$ В. Постоянное электрическое напряжение U_0 изменялось от $U_0 = 0$ до $U_0 \approx 15$ В (электрическое поле

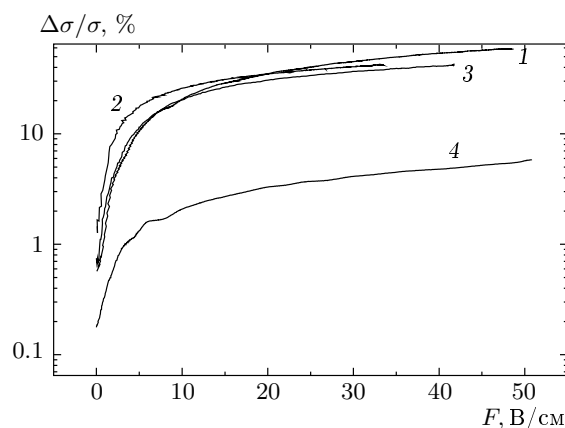


Рис. 1. Зависимости относительной дифференциальной проводимости металлических пленок от электрического поля, приложенного к образцу (кривая 1 — Ti; 2 — FeNi; 3 — Co; 4 — W)

в образцах изменялось от $F = 0$ до $F \approx 60$ В/см). Погрешность измерения проводимости островковых пленок составляла примерно 5 %.

На рис. 1 представлены зависимости относительной дифференциальной проводимости ($\Delta\sigma/\sigma$) металлических пленок от электрического поля, приложенного к образцу (F) (кривая 1 — Ti; 2 — FeNi; 3 — Co; 4 — W), измеренные при температуре $T = 77$ К, где $\Delta\sigma = \sigma(F) - \sigma$; $\sigma(F)$ — дифференциальная проводимость пленки, приведенная к единице площади при $F \neq 0$; σ — дифференциальная проводимость пленки, приведенная к единице площади при $F = 0$. Представленные на графике зависимости измерены на структурах с различной толщиной металлических пленок (d). Толщина пленки Ti составляла $d = 7 \text{ \AA}$, пленки FeNi — $d = 8.5 \text{ \AA}$, пленки Co — $d = 9 \text{ \AA}$, пленки W — $d = 14 \text{ \AA}$. На рис. 1 видно, что на характер изменения проводимости от электрического поля практически не влияет материал металлической пленки (зависимости 1–3). С другой стороны, наблюдается существенное изменение величины относительной дифференциальной проводимости от толщины пленки (например, зависимости 1, 4).

Влияние толщины металлической пленки на изменение проводимости пленок от электрического поля изучалось на примере структур на основе титана. На рис. 2 приведены зависимости дифференциальной проводимости пленок (1 — $d = 7 \text{ \AA}$; 2 — 8.7 \AA ; 3 — 11 \AA) от напряженности электрического поля, измеренные при температуре $T = 77$ К. Проводимость на единицу площади первой пленки при $F = 0$ равна $\sigma_1 = 7.5 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1}$, второй и третьей пленок, соот-

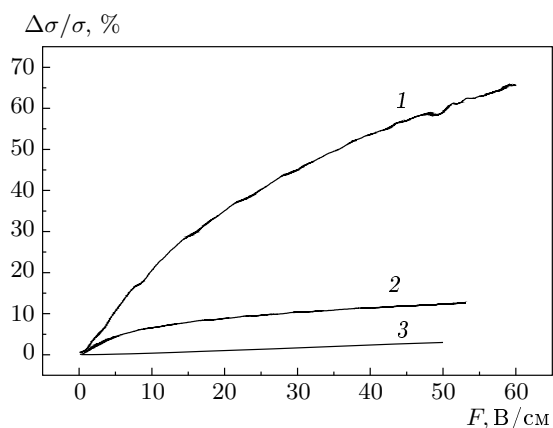


Рис. 2. Зависимости относительной дифференциальной проводимости титановой пленки от напряженности электрического поля, приложенного к образцу, измеренные при температуре $T = 77$ К, для трех структур с различной толщиной металлических пленок (1 — $d = 7$ Å; 2 — 8.7 Å; 3 — 11 Å)

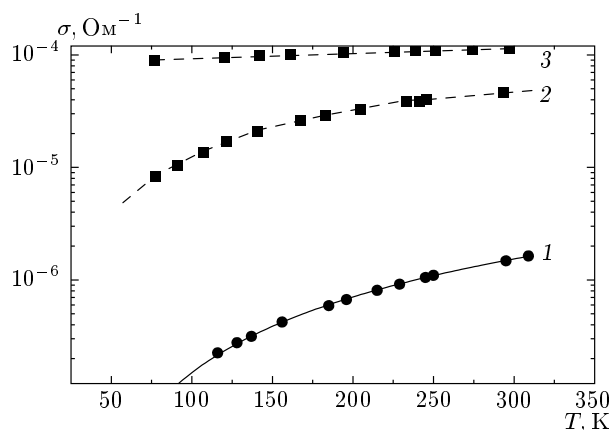


Рис. 3. Зависимости дифференциальной проводимости пленки для образцов (1 — $d = 7$ Å; 2 — 8.7 Å; 3 — 11 Å) от температуры

ответственно, $\sigma_2 = 8.2 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}^{-1}$, $\sigma_3 = 9.3 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$. Как видно на рис. 2, более значительное изменение относительной проводимости наблюдается в тонких образцах (с низкой проводимостью при $F = 0$) и имеют сложный характер. На рис. 3 для тех же образцов представлены зависимости дифференциальной проводимости пленки от температуры. Как видно на рис. 3, проводимость пленок с увеличением температуры растет.

Для изучения влияния температуры на эффект изменения проводимости металлических пленок под действием электрического поля были проведены

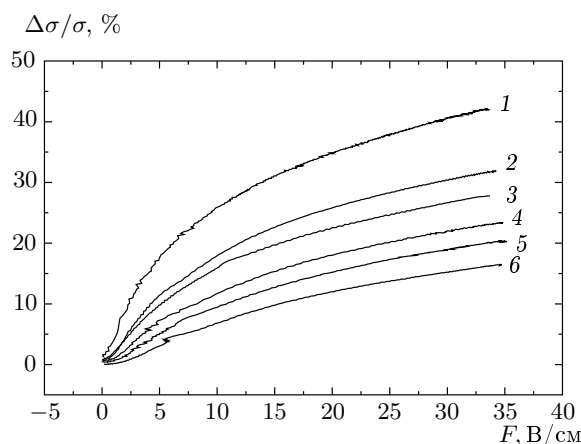


Рис. 4. Зависимости изменения дифференциальной проводимости пленки кобальта ($d = 9$ Å) от напряженности электрического поля, измеренные при температурах от $T = 77$ К до $T = 300$ К (1 — $T = 77$ К; 2 — 110 К; 3 — 150 К; 4 — 230 К; 5 — 250 К; 6 — 295 К)

измерения зависимостей проводимости пленок от электрического поля при различных температурах. На рис. 4 представлены зависимости изменения дифференциальной проводимости пленки кобальта ($d = 9$ Å) от напряженности электрического поля, измеренные при температурах от $T = 77$ К до $T = 300$ К.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Выше отмечалось, что на характер изменения проводимости от электрического поля материал металлической пленки практически не влияет (рис. 1, зависимости 1–3). Очевидно, изменение проводимости пленок от электрического поля и диэлектрический ход зависимости проводимости от температуры (рис. 3) обусловлены структурными параметрами (топографией) островковых пленок [2, 13]. Изменение дифференциальной проводимости металлической пленки под действием слабого электрического поля, приложенного к образцу, мы связываем с туннельным характером переноса носителей заряда в пленках между островками. Действительно, рост проводимости металлических пленок с увеличением температуры (рис. 3) позволяет предположить, что в них реализован режим активационной проводимости во всех исследованных образцах. Активационная проводимость в металлических пленках и островковая структура пленок [13] указывают, что в

этих структурах перенос носителей заряда под действием электрического поля обусловлен туннелированием электронов между соседними металлическими островками [8, 9, 12, 13].

В ряде работ, например в работах [14, 15], показано, что в туннельных системах, состоящих из двух металлов, разделенных изолирующим барьером, с увеличением электрического поля наблюдается значительный рост проводимости таких структур. Авторы работы [14] назвали это явление эффектом аномальной проводимости при нулевом смещении. Эффект аномальной проводимости неоднократно наблюдался в структурах с туннельными контактами, где один из электродов представлял собой пленку островкового или гранулированного металла [4, 9, 15–17]. Эффект изменения проводимости в этих работах интерпретировался как результат возникновения особенностей в плотности состояний вблизи уровня Ферми из-за интерференционных взаимодействий между электронами [16, 17], при этом добавочное сопротивление туннельного контакта уменьшается пропорционально $V^{0.5}$, где V — разность потенциалов между контактами [18]. Или проводимость изменяется в результате возникновения кулоновской щели в плотности электронных состояний структуры и с изменением электрического поля увеличивается пропорционально V^2 в случае $3D$ -систем и пропорционально V для $2D$ -систем [3, 10, 11, 17]. В работах [4, 9, 15] изменение проводимости в туннельных структурах при воздействии на них слабого электрического поля связывают с туннелированием электронов на одну из гранул гранулированных структур. Для того чтобы электрон протуннелировал на одну из таких гранул размером R , нужна дополнительная энергия $E_c \approx e^2/\epsilon R$, где e — заряд электрона, ϵ — диэлектрическая проницаемость среды. Вид зависимости изменения проводимости от электрического поля в этом случае определяется распределением гранул или металлических островков по размеру. Следует отметить, что исследования проводимости туннельных структур от электрического поля осуществлялись в области температур от 4 К и ниже, а зависимости проводимости структур от температуры изменялись в соответствии с законом $\sigma \propto \exp(-(T_0/T)^{0.5})$.

При общем характере переноса носителей заряда в гранулированных и островковых пленках, обусловленном процессом туннелирования электронов на отдельную гранулу, наблюдаемое нами в настоящей работе изменение проводимости под действием слабого электрического поля не может быть связано ни с одним из перечисленных выше механизмов.

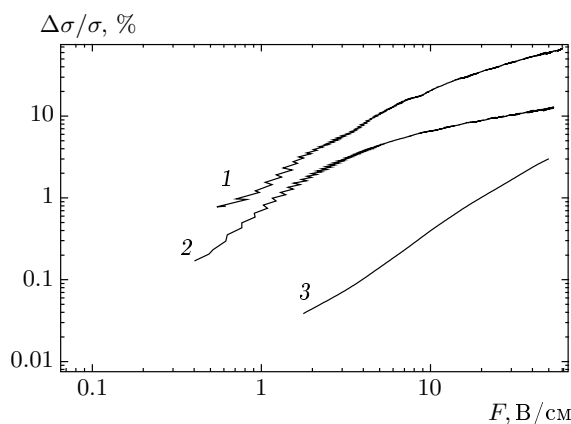


Рис. 5. Логарифмические зависимости относительного изменения дифференциальной проводимости титановой пленки на диэлектрической подложке от напряженности электрического поля, измеренные при температуре $T = 77$ К, для трех структур с различной толщиной металлических пленок (1 — $d = 7 \text{ \AA}$; 2 — 8.7 \AA ; 3 — 11 \AA)

Действительно, представленные на рис. 2 зависимости изменения дифференциальной проводимости металлической пленки от электрического поля имеют сложный характер. Это особенно хорошо видно на зависимости проводимости от электрического поля, построенной в логарифмическом масштабе (рис. 5). Так, при электрическом поле F до 2 В/см с изменением напряженности электрического поля наблюдается резкий рост проводимости в пленках толщиной $d = 7 \text{ \AA}$, 8.7 \AA (рис. 5, соответственно кривые 1 и 2). В этой области проводимость увеличивается с изменением электрического поля по степенному закону $F^{1.4}$. В полях выше 2 В/см проводимость в этих пленках возрастает линейно с изменением электрического поля.

Изменение сопротивления пленок под действием электрического поля, так же как и перенос носителей заряда в неупорядоченных структурах, мы связываем с туннельным характером проводимости носителей заряда в пленках [4, 9, 12, 13]. Протекание тока в островковых пленках обусловлено двумя последовательными процессами. Во-первых, при температуре, отличной от нуля, за счет туннельных переходов электронов между металлическими островками устанавливается термодинамическое равновесие, в котором часть островков приобретает положительный или отрицательный заряд. Энергия системы изменяется на величину $E \sim e^2/\epsilon R$. Число таких остров-

Таблица

1	$d = 7 \text{ \AA}$	$E = 8.8 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$	$n = 1.5$
2	$d = 8.7 \text{ \AA}$	$E = 6 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$	$n = 1$
3	$d = 11 \text{ \AA}$	$E < 10^{-3} \text{ эВ}$	$n = 1$

ков пропорционально $N_{+-} \propto T \exp(-E/kT)$ при $E \gg 1.5kT$, где $1.5kT$ — средняя энергия носителей заряда в металлическом островке, k — постоянная Больцмана. Во-вторых, в результате возникновения заряженных островков появляются условия для проводимости за счет туннелирования между заряженными и нейтральными островками без существенного изменения энергии системы $\Delta E \propto (e^2/\varepsilon)(1/R_1 - 1/R_2)$. Значение энергии ΔE определяется разбросом геометрических размеров островков. Вероятность такого перехода пропорциональна $W \propto T \exp(-\Delta E/kT)$ при $\Delta E \gg 1.5kT$, причем $E > \Delta E$. Проводимость островковых металлических структур пропорциональна $\sigma \propto N_{+-}W \propto T^2 \exp(-E/kT) \exp(-\Delta E/kT)$ [9]. В случае, если условия $E \gg 1.5kT$ и $\Delta E \gg 1.5kT$ не выполняются, температурную зависимость проводимости островковых пленок можно аппроксимировать эмпирическим уравнением [13]

$$\sigma \propto T^n \exp(-E/kT). \quad (1)$$

Мы провели сравнение измеренных и вычисленных из уравнения (1) температурных зависимостей проводимости для образцов 1–3. В качестве подгоночных параметров выбирались показатель степени температуры предэкспоненциального множителя n и величина энергии активации E . Результаты полученных значений n и E представлены в таблице. Наблюдается хорошее совпадение экспериментальных и вычисленных зависимостей проводимостей от температуры (рис. 3, сплошные кривые). Как видно в таблице, величина энергии активации E и показатель степени температуры предэкспоненциального множителя n уменьшаются с увеличением толщины пленки.

Изменение проводимости под действием электрического поля, очевидно, связано с изменением энергии системы (E и ΔE) на величину eV , где V — разность потенциалов между островками. Если учесть, что величина $E \propto e^2/\varepsilon R$ при изменении толщины пленки от 7 \AA до 11 \AA изменяется от $8.8 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$ до величины меньше 10^{-3} эВ (таблица), то становится понятной сильная зависимость проводимости пленки от слабого электрического поля. При этом для об-

разцов с толщинами металлических пленок $d = 7 \text{ \AA}$, 8.7 \AA , где величина энергии активации E сравнима со средней энергией носителей заряда в металлических островках ($1.5kT \approx 10^{-2} \text{ эВ}$, $T = 77 \text{ К}$), в электрическом поле F до 2 В/см изменение проводимости, по-видимому, связано как с уменьшением энергии E на величину eV , что приводит к увеличению числа заряженных островков, так и с уменьшением энергии ΔE , что является причиной роста вероятности туннелирования электрона между заряженными и нейтральными островками в направлении электрического поля. В полях выше 2 В/см проводимость в пленках линейно возрастает с изменением электрического поля (рис. 2, 5). Такое поведение изменения проводимости пленок с ростом поля мы связываем только с увеличением концентрации заряженных островков. Очевидно, в электрическом поле больше 2 В/см вероятность туннелирования электрона между заряженными и нейтральными островками в направлении электрического поля не увеличивается, поскольку число заряженных островков ограничено, и электроны со всех заряженных островков в этом случае туннелируют на нейтральные островки в направлении поля.

При увеличении толщины пленки до 11 \AA и, следовательно, увеличении продольных размеров островков энергия ΔE стремится к нулю и становится много меньше средней энергии носителей заряда в островках ($T = 77 \text{ К}$). Для таких пленок (рис. 2, кривая 3) изменение проводимости структур обусловлено в основном ростом концентрации заряженных островков с увеличением электрического поля, и это изменение проводимости, связанное с ростом заряженных островков, имеет линейный характер. Следует подчеркнуть, что вклад в увеличение проводимости пленок с ростом электрического поля, определяемый ростом вероятности туннелирования электрона между заряженными и нейтральными островками в направлении электрического поля, зависит от отношения $\Delta E/1.5kT$. Чем больше это отношение, тем больше вклад в изменение проводимости пленок от роста вероятности туннелирования электрона между заряженными и нейтральными островками в направлении электрического поля. Роль соотношения между энергией $\Delta E \propto (e^2/\varepsilon)(1/R_1 - 1/R_2)$ и средней энергией электронов в островках, пропорциональной kT , особенно хорошо прослеживается при анализе зависимостей изменения проводимости пленок от электрического поля, измеренных при различных температурах. На рис. 4 видно, что изменение проводимости пленки кобальта толщиной $d = 9 \text{ \AA}$ при температуре $T = 77 \text{ К}$ имеет слож-

ный характер. Как отмечалось выше, в этом случае рост проводимости пленки с увеличением поля обусловлен увеличением числа заряженных островков и ростом вероятности туннелирования электрона между заряженными и нейтральными островками в направлении электрического поля. При температуре $T = 295$ К, когда отношение $\Delta E/1.5kT$ уменьшилось примерно в три раза, вклад в рост проводимости пленки с увеличением поля от вероятности туннелирования электрона между заряженными и нейтральными островками уменьшился. На это указывает близкая к линейной зависимость изменения проводимости пленки, измеренная при температуре $T = 295$ К (кривая 6, рис. 4).

4. ВЫВОДЫ

В работе исследовано влияние слабого электрического поля на проводимость в островковых металлических пленках Ti, Co, W, FeNi в слабых электрических полях. Изменялись зависимости изменения дифференциальной проводимости островковых металлических пленок от электрического поля, а также зависимости дифференциальной проводимости структур от температуры от $T = 77$ К до $T = 300$ К.

Показано, что в таких структурах реализован режим термически активированной проводимости, а механизм переноса носителей заряда обусловлен двумя последовательными процессами. Во-первых, при температуре, отличной от нуля, за счет туннельных переходов электронов между металлическими островками устанавливается термодинамическое равновесие, в котором часть островков приобретает положительный или отрицательный заряд. Во-вторых, в результате возникновения заряженных островков появляются условия для проводимости за счет туннелирования между заряженными и нейтральными островками без существенного изменения энергии системы.

Изменение проводимости под действием слабого электрического поля связано с увеличением числа заряженных островков с ростом поля и с увеличением вероятности туннелирования электрона между заряженными и нейтральными островками в направлении электрического поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и в рамках Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Квантовые наноструктуры».

ЛИТЕРАТУРА

1. R. D. Fedorovich, A. G. Naumovets, and P. M. Tomchuk, *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 9955 (1999).
2. А. П. Болтаев, Н. А. Пенин, А. О. Погосов, Ф. А. Пудонин, *ЖЭТФ* **123**, 1067 (2003).
3. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, Москва (1979), с. 288.
4. B. Abeles, Ping Sheng, M. D. Coutts, and Y. Arie, *Adv. Phys.* **24**, 407 (1975).
5. Б. А. Аронзон, А. Е. Варфоломеев, Д. Ю. Ковалев, А. А. Ликальтер, В. В. Рыльков, М. А. Седова, *ФТТ* **41**, 944 (1999).
6. Д. А. Закгейм, И. В. Рожанский, И. П. Смирнова, С. А. Гуревич, *ЖЭТФ* **118**, 637 (2000).
7. N. Markovic, C. Christiansen, D. E. Grupp, A. M. Mack, G. Martinez-Arizala, and A. M. Goldman, *Phys. Rev. B* **62**, 2195 (2000).
8. C. J. Adkins and E. G. Astrakharchik, *J. Phys.: Condens. Matter.* **10**, 6651 (1998).
9. C. A. Neugebauer and M. B. Webb, *J. Appl. Phys.* **33**, 74 (1962).
10. J. Klafter and Ping Sheng, *J. Phys. C* **17**, L93 (1984).
11. S. T. Chui, *Phys. Rev. B* **43**, 14274 (1991).
12. Е. З. Мейлихов, *ЖЭТФ* **115**, 1484 (1999).
13. А. П. Болтаев, Н. А. Пенин, А. О. Погосов, Ф. А. Пудонин, *ЖЭТФ* **126**, 954 (2004).
14. Дж. М. Роуэлл, в сб. *Туннельные явления в твердых телах*, под редакцией Э. Бурштейна и С. Лундквиста, Мир, Москва (1973), с. 369.
15. H. R. Zeller and I. Giaever, *Phys. Rev.* **181**, 789 (1969).
16. М. Е. Гершензон, В. Н. Губанков, М. И. Фалей, Письма в *ЖЭТФ* **41**, 435 (1985).
17. V. Yu. Butko, J. F. DiTusa, and P. W. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1543 (2000).
18. Б. Л. Альшулер, Ф. Г. Аронов, *ЖЭТФ* **77**, 2028 (1979).