Квантовые поправки к проводимости $2D$-дырок в квантовой яме на кристаллографической поверхности теллура $(10\bar{1}0)$

© Н.С. Аверкиев, В.А. Березовец, Г.Е. Пикус, Н.И. Саблина, И.И. Фарбштейн

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

(Поступила в Редакцию 13 февраля 1998 г.)

Проведен анализ эффекта аномального положительного магнетосопротивления $2D$-слоя на поверхности теллура с кристаллографическими индексами $(10\bar{1}0)$ и показано, что он может быть описан в рамках теории слабой локализации, учитывающей особенности симметрии зонного спектра двумерного слоя на данной поверхности теллура и связанные с этим особенности процессов релаксации фазы, а также наличие нескольких $2D$-подзон. Определены основные параметры теории и обнаружено, что для данной ориентации $2D$-слоя характерна необычно высокая вероятность межподзонных переходов при упругом рассеянии, что качественно отличает этот случай от системы $2D$-дырок на ранее изученной поверхности (0001). Эффект связывается с различием в характере электронных состояний на этих границах кристалла: оборванные ковалентные связи в цепочках, образующих кристалл теллура, на поверхности (0001) и нарушение более слабых связей типа Ван-дер-Ваальса между цепочками в случае поверхности $(10\bar{1}0)$, являющейся поверхностью скола. Сделан вывод о том, что время сбоя фазы волнового состояния при неупругих процессах обусловлено межэлектронным рассеянием.

Квантовые поправки к проводимости двумерных ($2D$) дырочных носителей заряда на поверхности теллура были впервые обнаружены при исследовании гальваномагнитных свойств аккумулирующего слоя (АС) на поверхности теллура с кристаллографической ориентацией (0001) [1]. Эффект проявил себя как аномальное магнетосопротивление (АМС), знак и характер которого изменялись с температурой и концентрацией $2D$-дырок. Экспериментальные результаты были количественно объяснены в рамках теории слабой локализации (СЛ) невзаимодействующих между собой частиц, модифицированной путем учета особенностей энергетического спектра валентной зоны теллура (снятое спиновое вырождение, многодолинность, тригональное искажение спектра) [1,2]. Позднее положительное АМС было обнаружено при исследовании АС на поверхности $(10\bar{1}0)$, параллельной осям второго (x) и третьего (z) порядков [3,4]. Эффект также интерпретировался в феноменологических терминах теории СЛ, но при этом не была учтена реальная симметрия поверхности Ферми $2D$-дырок на этой плоскости; в частности, предполагалось отсутствие тригонального искажения спектра.

В последнее время построена микроскопическая теория эффекта слабой локализации для $2D$-дырок в теллуре, локализованных у основных кристаллографических поверхностей с индексами (0001), $(\bar{1}2\bar{1}0)$, $(10\bar{1}0)$. Эта теория учитывает как реальную анизотропную зонную структуру теллура и зависимость дисперсии $2D$-дырок от ориентации поверхности, так и зависимость матричного элемента рассеяния от начального и конечного квазиимпульсов дырок [5,6]. Кроме того, рассмотрены особенности СЛ, возникающие при наличии в квантовой яме нескольких размерно-квантованных подзон.

В настоящей работе представлены результаты исследования АМС на поверхности $(10\bar{1}0)$ теллура и их сопоставление с развитой для этой ориентации теорией СЛ. При анализе использованы характеристики $2D$-дырок, найденные по результатам измерений монотонной и осциллирующей составляющих сопротивления и эффекта Холла в $2D$-слое (эффект Шубникова–де Гааза (ШГ)) в широком диапазоне магнитных полей [7].

1. Экспериментальные результаты

Образцы выкалывались вдоль оси C_3 из монокристалла теллура рекордной чистоты ($10^{13}\,\mathrm{cm}^{-3}$ при 77 K) и представляли собой прямоугольные пластинки толщиной 0.1–0.4 mm с широкой гранью, соответствующей плоскости скола (кристаллографическая плоскость $(10\bar{1}0)$). АС на широкой грани создавался обработкой полирующим травителем по той же методике, что и для поверхности (0001) [1].

Типичные результаты измерения магнетосопротивления $\Delta\rho/\rho_0$ образца с АС на плоскости $(10\bar{1}0)$ в магнитных полях до 100 kOe представлены на рис. 1. Осцилляционная зависимость $\Delta\rho(H)/\rho_0$ (эффект ШГ) свидетельствует о вырожденном состоянии $2D$-дырочного газа. Анализ поведения $\Delta\rho(H)/\rho_0$ в широком диапазоне магнитных полей, проведенный в [7], позволил определить такие его характеристики, как число $2D$-подзон в АС

Характеристики $2D$-дырок в АС на поверхности $(10\bar{1}0)$ теллура

Квантовый номер подзоны	p_l, $10^{12}\,\mathrm{cm}^{-2}$	μ^l_{zz}, $10^3\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{V{\cdot}s}$	Ω_l, $10^{13}\,\mathrm{eV}^{-1}$	D^l_{zz}, cm^2/s	$(\tau^0_0)^l$, $10^{-13}\,\mathrm{s}$
0	4.0	5.5	3.66	600.8	4.44
1	0.54	12.0	8.54	75.85	24.4

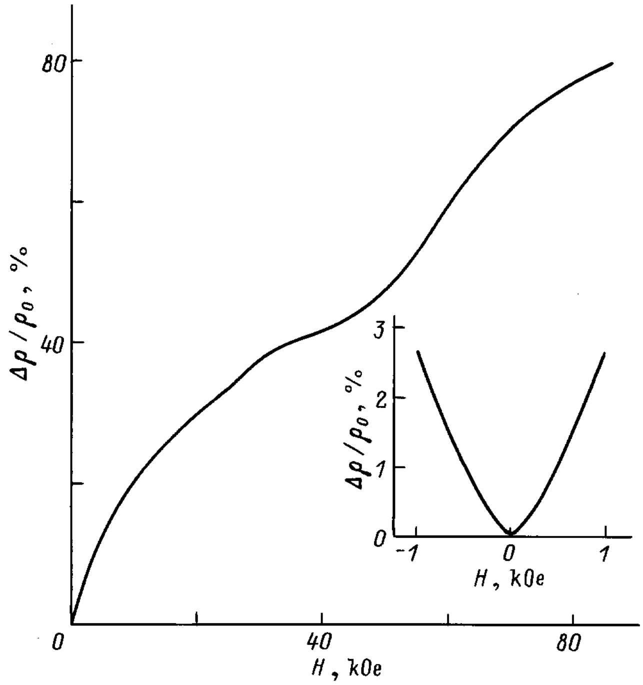

Рис. 1. Зависимость магнетосопротивления $\Delta\rho(H)/\rho_0$ образца теллура с АС на поверхности $(10\bar{1}0)$ от магнитного поля при $T = 1.3$ K. На вставке — начальный участок зависимости $\Delta\rho(H)/\rho_0$. Видно аномально быстрое возрастание сопротивления вблизи $H = 0$.

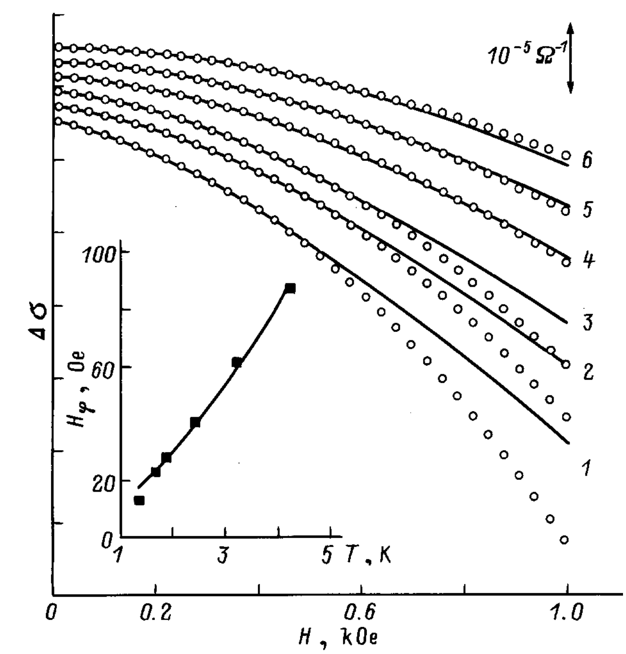

Рис. 2. Зависимость изменения проводимости образца теллура с АС на поверхности $(10\bar{1}0)$ от магнитного поля $\Delta\sigma(H)$ при разных температурах. Проводимость рассчитана на единицу площади. Начало кривых сдвинуто. Сплошная линия — эксперимент, светлые кружки — расчет. T (K): *1* — 1.35, *2* — 1.67, *3* — 1.86, *4* — 2.4, *5* — 3.2, *6* — 4.2. На вставке — зависимость параметра H_φ от температуры: темные квадраты — эксперимент, сплошная линия — аппроксимация.

(две), концентрацию 2D-дырок в каждой подзоне p_l и их подвижность μ_{zz}^l (см. таблицу).

На врезке к рис. 1 выделен в увеличенном масштабе начальный участок представленной зависимости. Видно, что в области слабых магнитных полей зависимость $\Delta\rho(H)/\rho_0$ имеет аномальный вид, характерный для эффекта слабой локализации: резкое почти линейное возрастание, начинающееся при магнитном поле порядка 20 Oe.

На рис. 2 представлена зависимость $\Delta\sigma(H)$ при разных температурах в области проявления АМС.

2. Обсуждение результатов

1) Закон дисперсии 2D-дырок на поверхности $(10\bar{1}0)$. В теллуре экстремумы валентной зоны и зоны проводимости расположены в углах зоны Бриллюэна M и P, связанных только операцией инверсии времени. В трехмерном случае закон дисперсии для верхней валентной зоны с точностью до членов порядка k^3 может быть представлен в виде [8]

$$E = A_v k_z^2 + B_v(k_x^2 + k_y^2) - (\Delta^2 + \beta^2 k_z^2)^{1/2} + \Delta + (1/2)\gamma_3(k_+^3 + k_-^3), \quad (1)$$

где $k_\pm = k_x \pm ik_y$. Константа γ_3 имеет разные знаки для экстремумов M и P. Параметры, входящие в (1), таковы, что в спектре валентной зоны имеется мелкая седловая точка, отстоящая от максимума зоны на величину $E_0 = 2.3$ meV. Использование двузонной модели, учитывающей kp-взаимодействие двух верхних валентных подзон с зоной проводимости и нижней валентной подзоной, позволяет связать параметры, входящие в (1), с шириной запрещенной зоны E_g и величиной спин-орбитального расщепления валентной зоны Δ_1 [5,6].

При размерном квантовании вдоль оси y в потенциальной яме на поверхности $(10\bar{1}0)$ теллура закон дисперсии для 2D-дырок в размерно-квантованной подзоне с индексом l приобретает вид [6]

$$E_l(k_x, k_z) = A_v k_z^2 + B_v k_x^2 - (\Delta^2 + \beta^2 k_z^2)^{1/2} + \Delta + \gamma_3 k_x(k_x^2 - 3\langle k_y^2\rangle), \quad (2)$$

где $\langle k_y^2\rangle$ — функция, зависящая от формы потенциальной ямы и номера уровня размерного квантования l.

Поверхность Ферми для 2D-дырок в соответствии с (2) для малых энергий представляет собой два близко расположенных эллипса, которые при $E_F = E_0$ смыкаются, образуя при дальнейшем увеличении E_F гантелеобразную фигуру. Как видно из (2), в 2D-слое на поверхности $(10\bar{1}0)$ сохраняется тригональное искажение траекторий Ферми, не учтенное в [3].

Наличие седловой точки в спектре приводит не только к сильной анизотропии эффективной массы 2D-дырок, меняющейся при изменении энергии Ферми, но и к необычной зависимости плотности состояний $2D$-дырок от энергии $\Omega(E)$, изображенной на рис. 3 в расширенном по сравнению с [5,6] диапазоне концентраций. Увеличение плотности состояний при приближении к энергии седловой точки приводит к усилению роли в кинетических эффектах размерно-квантованных подзон с энергией Ферми, близкой к энергии E_0, число свободных носителей в которых сравнительно невелико.

2) Эффект слабой локализации на поверхности теллура $(10\bar{1}0)$. Случай сильной анизотропии эффективной массы и наличия нескольких размерно-квантованных подзон. Как показано в [5,6], в рамках теории слабой локализации невзаимодействующих между собой частиц зависимость проводимости $2D$-дырок на поверхности теллура $(10\bar{1}0)$ от магнитного поля после учета анизотропных свойств коэффициента диффузии приводится к стандартной форме

$$\Delta\sigma_{ii}(H) = \sigma_0\left\{ f_2\left(\frac{H}{H_\varphi + H_v + H_\gamma}\right) + \frac{1}{2} f_2\left(\frac{H}{H_\varphi + 2H_v}\right) - \frac{1}{2} f_2\left(\frac{H}{H_\varphi}\right)\right\}, \qquad (3)$$

где $\sigma_0 = (D_{ii}/\bar{D})e^2/2\pi^2\hbar$, $f_2(x) = \ln x + \Psi(1/2 + 1/x)$, Ψ — дигамма-функция. Характерные магнитные поля H_φ, H_v, H_γ, входящие в выражение (3), связаны с соответствующими временами релаксации фазы τ_φ, τ_v и τ_γ соотношением

$$H_\alpha = \hbar c/4e\bar{D}\tau_\alpha, \qquad (4)$$

где $\alpha = \varphi, v, \gamma$, $\bar{D} = (D_{zz}D_{xx})^{1/2}$ — усредненный по направлениям массовый коэффициент диффузии, τ_φ — время релаксации фазы волнового состояния при неупругом рассеянии, τ_v и τ_γ — времена релаксации фазы при упругом рассеянии при междолинных и внутридолинных переходах соответственно. Последнее из них обратно пропорционально параметру γ_3, описывающему "тригональное искажение" траекторий Ферми $2D$-дырок на поверхности $(10\bar{1}0)$.

Связь компонент тензора коэффициента диффузии D_{zz} и D_{xx} с микроскопическими параметрами, входящими в матричный гамильтониан метода эффективной массы, в предположении о рассеянии на короткодействующем потенциале приведена в [5,6]. Там же с помощью соотношения Эйнштейна для вырожденного электронного газа

$$D_{ii} = p\mu_{ii}/e\Omega \qquad (5)$$

найдена зависимость компонент тензора подвижности μ_{xx} и μ_{zz} от концентрации $2D$-дырок.

Выражение (3) описывает эффект СЛ, когда в $2D$-слое существует только одна $2D$-зона. При наличии нескольких $2D$-подзон необходимо учесть вероятность межподзонных переходов. Если время межподзонных переходов внутри каждой из долин значительно короче, чем времена, определяющие характерные магнитные поля H_φ, H_v, H_γ, происходит усреднение вкладов от всех $2D$-подзон пропорционально плотности состояний на уровне Ферми Ω. при этом в (3), (4) все параметры должны быть заменены на средние [6]

$$D_{ii} = \frac{\sum_l D^l_{ii}\Omega_l}{\sum_l \Omega_l}, \quad \bar{D}_{ii} = \frac{\sum_l \bar{D}^l_{ii}\Omega_l}{\sum_l \Omega_l}, \quad \frac{1}{\tau_i} = \frac{\sum_l (1/\tau^l_i)\Omega_l}{\sum_l \Omega_l}. \qquad (6)$$

Отметим, что формула (3) справедлива, если характерные магнитные поля H_φ не превосходят величину H_{tr}: $H_{\text{tr}} = \hbar c/4e\bar{D}\tau_p$, где τ_p — время релаксации импульса. В магнитных полях $H \sim H_{\text{tr}}$ явление слабой локализации сохраняется, но оно не носит диффузионного характера.

3) Анализ экспериментальных результатов. Рассчитанные теоретически зависимости, представленные на рис. 3, в сочетании с экспериментально найденными значениями концентрации p_l и μ^l_{zz} $2D$-дырок в каждой из подзон (см. таблицу) позволяют найти ряд характеристик, используемых в теории СЛ. Это плотность состояний Ω_l, коэффициент диффузии на уровне Ферми D^l_{zz} и параметр $(\tau^0_0)^l$, определяющий время между упругими столкновениями, по порядку величины равный времени релаксации по импульсу τ_0 (см. таблицу). Далее, зная расчетное отношение μ^l_{zz}/μ^l_{xx} (см. [5,6]), можно от характеристик отдельных $2D$-подзон по формулам (6) перейти к усредненным параметрам, входящим в выражения (3), (4).

В работе [3] путем сравнения экспериментальных зависимостей $\Delta\sigma(H)$ с формулой (3) был определен без учета анизотропии коэффициента диффузии параметр H_φ, ответственный за аномальное положительное магнетосопротивление, — третий член в формуле (3): $H_\varphi(1.3\,\text{K}) = 10\,\text{Oe}$. Что касается двух других слагаемых в (3), то их роль становится существенной в полях более 300 Oe. Это означает, что $H_\varphi + 2H_v \approx H_\varphi + H_v + H_\gamma > 300\,\text{Oe}$. С другой стороны,

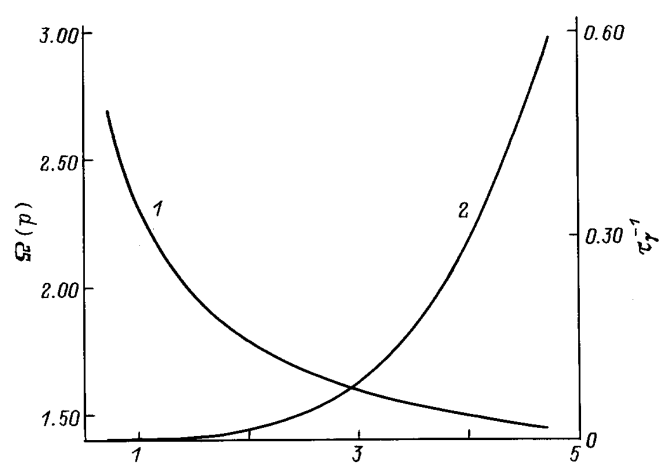

Рис. 3. Рассчитанные зависимости плотности состояний Ω на уровне Ферми и величины $(1/\tau_\gamma)$ от концентрации $2D$-дырок на поверхности теллура $(10\bar{1}0)$. *1* — $\Omega \cdot 4\pi B_v$, *2* — $\frac{1}{\tau_\gamma}\gamma_3^2\frac{100}{\tau_0^0}\left(\frac{A_v}{\Delta}\right)^3$.

используя график *1* на рис. 1 в [6], определенные выше характеристики 2D-дырок и известную величину коэффициента γ_3 ($\gamma_3 = 2\cdot 10^{-20}\,\mathrm{meV}\cdot\mathrm{cm}^3$ (см., например, [1])), можно оценить τ_γ и соответственно H_γ: $\tau_\gamma \cong 10^{-12}\,\mathrm{s}$, $H_\gamma \cong 20\,\mathrm{Oe}$. Отсюда следует, что

$$H_v > H_\varphi, H_\gamma, \tag{7}$$

причем $H_v > 300\,\mathrm{Oe}$. Используя (4), можно также оценить характерные времена релаксации фазы τ_φ и τ_v. При этом оказывается, что

$$\tau_\varphi \sim \tau_\gamma > \tau_p, \tau_v,$$

т.е. для 2D-дырок на этой поверхности $\tau_p \sim \tau_v$. Строго говоря, в этом случае использованное нами диффузионное приближение для описания слабой локализации неприменимо. Однако можно показать, что, поскольку $\tau_\varphi \gg \tau_p, \tau_v$, наибольший вклад в $\Delta\sigma(H)$ вносит только куперон, антисимметричный к перестановке долин. Его вклад в проводимость описывается третьим слагаемым в (3), в качестве параметра в котором содержится только H_φ (или τ_φ). Это означает, что в формуле (3) при сравнении с экспериментом следует удержать только слагаемое $-\frac{1}{2} f_2\left(\frac{H}{H_\varphi}\right)$, а диапазон используемых при анализе магнитных полей ограничить величиной $< 300\,\mathrm{Oe}$. Как показывают графики на рис. 2, такое описание действительно приводит к количественному согласию расчетных зависимостей с экспериментом в области слабых магнитных полей (вплоть до $\sim 400\,\mathrm{Oe}$). При этом вклад классического магнетосопротивления учитывался, как и в [1], введением дополнительного члена bH^2. Проведенная аппроксимация показала, что параметр H_φ уменьшается с уменьшением температуры. Значения H_φ при разных температурах представлены на рис. 2 (на врезке). Зависимость $H_\varphi(T)$ можно аппроксимировать прямой линией, однако физически более обоснованной представляется аппроксимация вида

$$H_\varphi = A_\varphi T + B_\varphi T^2. \tag{8}$$

Метод наименьших квадратов дает $A_\varphi = 9.66\,\mathrm{Oe/K}$, а $B_\varphi = 2.7\,\mathrm{Oe/K^2}$. На рис. 4 представлены результаты расчета времени сбоя фазы $\tau_\varphi(T)$ с использованием экспериментальных данных о H_φ, соотношений (4), (6) и значений коэффициента диффузии, приведенных в таблице. Линия на рис. 4 следует из (8)

$$1/\tau_\varphi = 1.58\cdot 10^{11} T + 0.45\cdot 10^{11} T^2\,(\mathrm{s}^{-1}). \tag{9}$$

Характер зависимости $\tau_\varphi(T)$ указывает на то, что основным механизмом сбоя фазы волнового состояния дырки является межэлектронное взаимодействие (см., например, [9]). Первое слагаемое может быть связано с температурной зависимостью времени сбоя фазы при взаимодействии носителей с найквистовскими флуктуациями: $(1/\tau_\varphi) \cong (1/\tau_\varphi^{(N)}) = T(\pi\sigma_0/\sigma_\square)(k/\hbar)\ln(\sigma_\square/2\pi\sigma_0)$ [9]. Расчет с использованием параметров 2D-дырок, приведенных в таблице, дает $(1/\tau_\varphi^{(N)}) \cong (T/1K)\cdot 10^{10}\,\mathrm{s}^{-1}$,

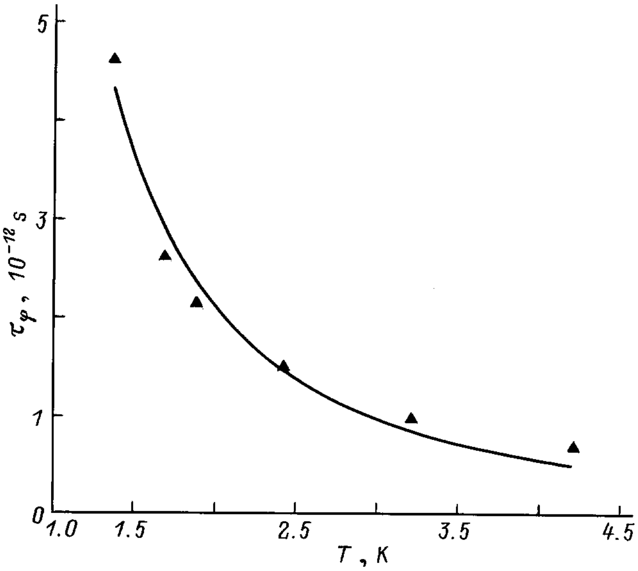

Рис. 4. Температурная зависимость времени сбоя фазы τ_φ. Темные треугольники — эксперимент, сплошная линия — аппроксимация.

что находится в качественном соответствии с найденной экспериментально величиной.

В более сильных магнитных полях экспериментальные величины $\Delta\sigma(H)$ оказываются выше расчетных из-за вклада в эффект СЛ процессов рассеяния с упругими переходами, приводящими в магнитном поле к уменьшению магнетосопротивления.

Таким образом, при описании эффекта аномального положительного магнетосопротивления 2D-слоя на поверхности теллура $(10\bar{1}0)$ в рамках микроскопической теории слабой локализации [5,6] выявлена необычайно высокая вероятность межподзонных переходов при упругом рассеянии 2D-дырок, что качественно отличает этот случай от системы 2D-дырок на ранее изученной поверхности (0001). В предположении, что рассеяние происходит в основном на шероховатостях поверхности, обнаруженное различие естественно связать с различным характером электронных состояний на этих поверхностях: на поверхности (0001) ненасыщенные ковалентные связи на концах цепочек, образующих кристалл теллура, и нарушение более слабых связей типа Ван-дер-Ваальса между цепочками в случае поверхности $(10\bar{1}0)$, являющейся поверхностью скола.

В заключение авторы благодарят А.О. Смирнова, принимавшего участие в ряде экспериментов, и И.А. Беспалова за проведенные расчеты.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 96-02-16959 и 96-02-17849), Программы "Физика твердотельных наноструктур" № 97-1035, Программы поддержки молодых докторов наук № 96-15-96955 и ФЦП "Интеграция" № 326.37.

Список литературы

[1] В.А. Березовец, И.И. Фарбштейн, А.Л. Шеланков. Письма в ЖЭТФ **39**, *2*, 64 (1984).
[2] A.L. Shelankov. Solid State Commun. **53**, *5*, 465 (1985).
[3] В.А. Березовец, Ю.Б. Лянда-Геллер, А.О. Смирнов, И.И. Фарбштейн. Письма в ЖЭТФ **58**, *10*, 822 (1993).
[4] V.A. Berezovets, I.I. Farbshtein, A.O. Smirnov. Phys. Low-Dim. Struct. **12**, 301 (1995).
[5] Н.С. Аверкиев, Г.Е. Пикус. ФТТ **38**, *6*, 1748 (1996).
[6] Н.С. Аверкиев, Г.Е. Пикус. ФТТ **39**, *9*, 1659 (1997).
[7] В.А. Березовец, Д.В. Машовец, А.О. Смирнов, Д.В. Смирнов, И.И. Фарбштейн. ФТТ **33**, *12*, 3502 (1991).
[8] М.С. Бреслер, В.Г. Веселаго, Ю.В. Косичкин, Г.Е. Пикус, И.И. Фарбштейн, С.С. Шалыт. ЖЭТФ **57**, 1479 (1969).
[9] B.L. Altshuler, A.G. Aronov, D.E. Khmelnitsky. J. Phys. **C5**, 7367 (1982).