

УДК 539.2

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ—ИЗОЛЯТОР И ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ УЛЬТРАТОНКИХ ПЛЕНОК АМОРФНОГО ВИСМУТА

Б. И. Белевцев, Ю. Ф. Комник, А. В. Фомин

Проведено исследование проводящих свойств ультратонких несплошных пленок аморфного висмута Bi толщиной $\sim 10 \text{ \AA}$, полученных осаждением в высоком вакууме на охлажденную жидким гелием подложку. Исследованные пленки обладали прыжковой проводимостью, сильно зависящей от температуры T и приложенных напряжения V и перпендикулярного магнитного поля H . В пределе $V \rightarrow 0$ температурная зависимость сопротивления определялась выражением $R(T) \sim \exp(1/T)^{1/2}$. С учетом зависимостей $R(V)$ показано, что такая зависимость $R(T)$ определяется, вероятнее всего, теорией Эфроса—Шкловского, учитывающей наличие кулоновской щели в плотности состояний электронов. При низких температурах ($\leq 4 \text{ K}$) зависимости $R(T, V, H)$ отражают конкуренцию сильной локализации электронов и сверхпроводимости, выражающуюся, в частности, в появлении минимума сопротивления при $\sim 2 \text{ K}$. При $T \geq 4 \text{ K}$ в режиме прыжковой проводимости наблюдалось заметное отрицательное магнитосопротивление, соответствующее выражению $\ln[R(H)/R(0)] \sim -H^2/T$. Проведено обсуждение этих результатов с учетом современных теорий сильной локализации и прыжковой проводимости электронов в разупорядоченных и неоднородных проводниках.

Изучение электронных свойств некристаллических и разупорядоченных проводников и, в частности, происходящих в таких системах переходов металл—изолятор (ПМИ) является в настоящее время одной из актуальных задач физики твердого тела [1-4]. В последние годы для изучения всех этих явлений стали широко привлекаться гранулированные, а также ультратонкие (в предельном случае несплошные) металлические пленки (см. [5-17] и ссылки в них). В случае ультратонких пленок ПМИ происходит при уменьшении средней толщины пленок L до некоторой критической толщины $L_c \sim 10 \div 20 \text{ \AA}$. Интерес к таким системам вызван тем, что они, как правило, являются чисто двумерными. Приближение к ПМИ в таких системах при уменьшении L происходит прежде всего за счет уменьшения длины упругого рассеяния электронов l вследствие усиления рассеяния электронов на поверхности. Это может сопровождаться и заметным уменьшением концентрации носителей заряда [18]. Так как при достаточно малых L пленки становятся несплошными, то следует учитывать также и эффекты классического протекания и квантового туннелирования электронов между слабосвязанными металлическими областями [2, 3]. Таким образом, электронные свойства ультратонких пленок отражают влияние различных явлений, представляющих значительный научный интерес.

В настоящей работе мы провели исследование проводящих свойств ультратонких пленок аморфного Bi ($L \sim 10 \text{ \AA}$), полученных осаждением в вакууме на охлаждаемую жидким гелием подложку. Исследованные пленки находились на диэлектрической стороне ПМИ и обладали прыжковой проводимостью. Основное внимание было уделено влиянию на прыжковую проводимость приложенных электрических и магнитных полей, в частности весьма малоисследованному до сих пор явлению отрицательного магнитосопротивления в режиме прыжковой проводимости и оста-

точным проявлениям сверхпроводимости в режиме сильной локализации электронов. Проводящие свойства аморфных пленок Vi в условиях слабой локализации электронов были ранее рассмотрены в [19-21].

1. Методика эксперимента

Пленки осаждали в высоковакуумном криостате с He^3 при давлении остаточных газов $\leq 5 \cdot 10^{-9}$ Тор на пластины монокристаллического сапфира при температуре $T = 1.5 \div 2.0$ К. Скорость осаждения ($0.1 - 0.2 \text{ \AA}/\text{с}$) и толщину пленок контролировали кварцевым датчиком. Геометрические размеры пленок: длина 0.7, ширина 0.3 мм. Измерение сопротивления R пленок проводилось *in situ* при $0.35 \text{ К} \leq T \leq 50 \text{ К}$ и различных значениях перпендикулярного магнитного поля H (величиной до ~ 45 кЭ) после предварительного отогрева полученных пленок до $T \leq 50 \text{ К}$ в пределах температурной области существования аморфного Vi [19]. Зависимости $R(T)$ или $R(H)$ регистрировались при различных постоянных значениях приложенного к образцам напряжения V ($0.0001 - 10 \text{ В}$) с использованием источника стабилизированного напряжения. Это позволило исследовать и характерные для режима прыжковой проводимости эффекты неомичности. Остальные подробности методики см. в [12].

2. Характер прыжковой проводимости

Для двумерных систем степень беспорядка определяется величиной $\lambda = e^2 R_{\square} / 2\pi^2 \hbar$, где R_{\square} — сопротивление квадратного участка пленки. Поэтому в качестве меры беспорядка мы использовали величину R_{\square} при $T = 20 \text{ К}$, обозначив ее R_{\square}^* . Судя по известным электрическим и сверхпроводящим свойствам пленок аморфного Vi [20, 21], они ведут себя как однородные при $L \geq 20 \text{ \AA}$ ($R_{\square}^* \leq 2 \text{ кОм}$). В настоящем исследовании мы обнаружили, что активированная проводимость явно проявляется при $L \leq L \sim 10 \text{ \AA}$ ($R_{\square}^* \geq 20 \text{ кОм}$), чему соответствует сильное возрастание R с понижением температуры T и приложенного напряжения V (рис. 1, 2). При этом величина R_{\square}^* сильно зависит от L (ср. рис. 1 и 2), что несомненно свидетельствует о неоднородности таких пленок. Известные представления о механизмах роста пленок [22] позволяют сделать определенные предположения о характере этой неоднородности. В условиях низкой температуры подложки ($\leq 2 \text{ К}$) и связанной с этим ограниченной диффузионной подвижности осажденных атомов критический размер зародышей весьма мал ($\leq 10 \text{ \AA}$), поэтому пленки аморфного Vi являются сплошными при очень малых толщинах $L \sim 10 \div 15 \text{ \AA}$. Неоднородность пленок должна заключаться скорее всего не в образовании характерной для высоких температур подложек островковой структуры, а в пространственных флуктуациях толщины, влияние которых на проводимость становится доминирующим для ультратонких пленок. Действительно, проведенное нами электронно-микроскопическое исследование даже весьма тонких ($L \sim 10 \text{ \AA}$) холодноосажденных пленок аморфного Vi , отогретых до $\sim 300 \text{ К}$, не выявляет явной островковой структуры (хотя в процессе отогрева до $\sim 300 \text{ К}$ эти пленки подверглись кристаллизации, связанной с определенной перегруппировкой атомов и образованием кристаллитов). Несплошность этих пленок проявляется только в наличии беспорядочно расположенных, несквозных и весьма узких ($< 100 \text{ \AA}$) разделительных «каналов», занимающих не более $\sim 5 \%$ площади пленок. При этом, по-видимому, значительная часть этих «каналов» образовалась в процессе кристаллизации и отжига.

Исходя из вышесказанного, можно полагать, что переход от слабой к сильной локализации электронов при уменьшении толщины пленок аморфного Vi обусловлен как эффектами протекания и квантового туннелирования, связанными с наличием разделительных «каналов» и усилением влияния неоднородностей толщины пленок, так и значительным возраста-

нием рассеяния электронов на поверхности пленок, что, согласно [23], само по себе может приводить к сильной локализации электронов в двумерных системах. С учетом этого можно обсудить характер прыжковой проводимости исследованных пленок, для которых при достаточно больших R_{\square}^* (≥ 30 кОм) и низких температурах в пределе $V \rightarrow 0$ зависимость $R(T)$ можно представить в следующем виде (рис. 1):

$$R(T) = R_0 \exp[(T_0/T)^{1/2}], \quad (1)$$

где R_0 , T_0 — постоянные (типичные значения $T_0 = 300 \div 400$ К). Для исследованных пленок при достаточно малых приложенных к образцам напряжениях $V (\ll 1$ В) справедливо

$$R(T, V) = R(T) g(T, V), \quad (2)$$

где $R(T)$ определяется выражением (1), а $g(T, V) \sim \exp(-V/T^{3/2})$.

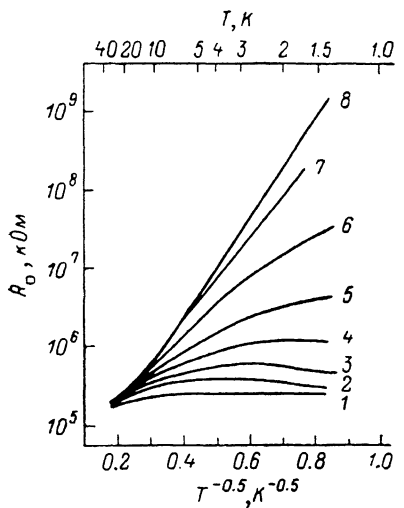


Рис. 1. Зависимости $\lg R_{\square} = f(T^{-1/2})$ образца Bi-I.

$L \approx 10$ Å, $R_{\square}^* = 110$ кОм. V , В: 10 (1), 3 (2), 1.5 (3), 0.8 (4), 0.4 (5), 0.15 (6), 0.06 (7), 0.04 (8).

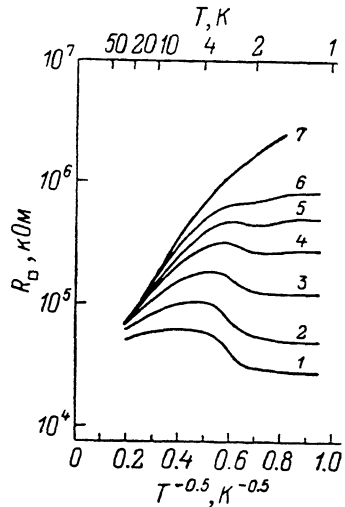


Рис. 2. Зависимости $\lg R_{\square} = f(T^{-1/2})$ образца Bi-II.

$L \approx 12$ Å, $R_{\square}^* \approx 27$ кОм. V , В: 1.5 (1), 0.3 (2), 0.1 (3), 0.04 (4), 0.02 (5), 0.01 (6), 0.001 (7).

Экспериментальные зависимости (1) и (2) можно сопоставить с известными теориями проводимости неупорядоченных систем с сильной локализацией электронов. В таких системах проводимость является прыжковой и определяется процессами активированного туннелирования электронов между локализованными состояниями [1-3]. При этом в общем случае для зависимостей $R(T)$ справедливо следующее соотношение:

$$\ln [R(T)/R_0] = (T_0/T)^s, \quad (3)$$

где величины s и T_0 определяются конкретным механизмом активированной проводимости. Эксперименты показывают, что для большинства островковых пленок $s=1$ [6, 24]. Наблюдаемое в настоящей работе значение $s \approx 1/2$ может быть обусловлено различными причинами (см. обзор соответствующих теорий в [12, 17]). Если преобладает проводимость с переменной длиной прыжка, то [1-3]

$$s = (q+1)/(q+d+1),$$

где d — размерность системы, q — показатель степени в выражении, определяющем поведение плотности состояний электронов $\nu(\epsilon)$ вблизи уровня Ферми [2]; $\nu(\epsilon) \sim |\epsilon - \mu|^q$ (μ — химпотенциал). При $q=0$ (т. е. при $\nu(\epsilon) = \text{const}$ в окрестности уровня Ферми) и $d=3$ выполняется

известный закон Мотта ($s=1/4$) [1]. В теории Эфроса—Шкловского (ЭШ) [2] учтено возможное наличие в плотности состояний $\nu(\epsilon)$ разупорядоченных систем кулоновской щели, влияние которой на проводимость усиливается по мере понижения температуры. При этом, согласно [2], $q=2$ для трехмерных ($d=3$) и $q=1$ для двумерных систем ($d=2$), что в обоих случаях дает $s=1/2$ (закон ЭШ).

Для гранулированных и островковых пленок часто считают, что прыжки происходят только между ближайшими местами локализации электронов, причем энергия активации этих прыжков определяется электростатической энергией зарядки E_c изолированных гранул (островков) [5, 6, 24, 25]. Эти модели обычно существенно привязаны к конкретной структуре пленок (величина и распределение по размеру гранул и пр.)

и в зависимости от этого предсказывают значения $s=1$ или $s=1/2$. Так как исследованные пленки не обладают явно выраженной островковой структурой, то для них эти модели, по-видимому, неприменимы. Поэтому мы полагаем, что характерная для ультратонких пленок аморфного Vi зависимость (3) с $s=1/2$ соответствует теории ЭШ [2]. К тому же экспериментальные зависимости $R(T, V)$, описываемые выражением (2), соответствуют влиянию электрического поля на прыжковую проводимость с переменной длиной прыжка в модели ЭШ [2, 26] и не соответствуют другим теориям.

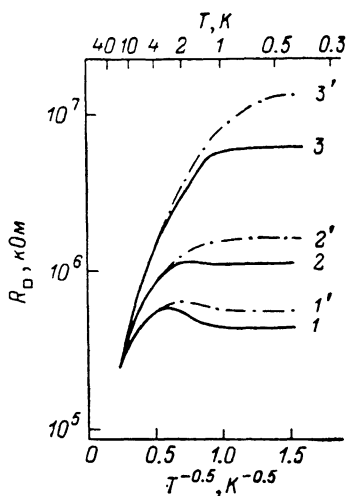


Рис. 3. Влияние магнитного поля на зависимости $\lg R_{\square} = f(T^{-1/2})$ образца Bi-I .

$H=0$ (1-3) и 44.5 кЭ ($1'-3'$). $V, \text{В}: 1.5$ (1, $1'$), 0.8 (2, $2'$), 0.4 (3, $3'$).

3. Эффекты сверхпроводимости в условиях сильной локализации электронов

По мере возрастания V рост величины R с понижением температуры замедляется, и при достаточно больших V сопротивление начинает даже уменьшаться при понижении температуры ниже ~ 3 К (рис. 1), а для менее резистивных образцов на зависимостях $R(T)$ при некоторых промежуточных значениях V имеется минимум (рис. 2). Такое поведение отражает конкуренцию локализации и сверхпроводимости электронов в протекательных системах и наблюдалось ранее в ряде работ [7, 16, 27-30]. В неоднородных системах при понижении температуры сверхпроводящее состояние устанавливается только в ограниченном количестве несвязанных областей (кластеров) [31]. Образование и рост этих кластеров при понижении температуры приводит к падению сопротивления. Если система находится достаточно близко к порогу протекания, то эти кластеры не могут образовать сплошных сверхпроводящих путей; в результате его сопротивление при понижении температуры не падает до нуля и после падения до конечной величины даже возрастает, обуславливая появление минимума (подробное исследование и обсуждение этого вопроса см. в [17]). Магнитное поле должно подавлять сверхпроводимость этих кластеров и возможную фазовую когерентность между ними и, следовательно, ослаблять эти особенности $R(T)$, что и наблюдается для исследованных пленок Vi (рис. 3), обладающих при $T \lesssim 4$ К большим положительным магнитосопротивлением (МС).¹

¹ Однородные и достаточно толстые ($L > 200 \text{ \AA}$) пленки аморфного Vi обладают довольно высоким значением температуры сверхпроводящего перехода $T_c \approx 6$ К, но при уменьшении L (возрастании R_{\square}^*) величина T_c значительно падает и уже при $L \sim 20 \text{ \AA}$ ($R_{\square}^* \sim 2$ кОм) составляет $\lesssim 4$ К [20].

В работах [17, 32] показано, что для гранулированных пленок в условиях полного подавления джозефсоновского туннелирования между гранулами характерно anomalously большое отрицательное МС, связанное с подавлением сверхпроводимости гранул и усиливающееся при понижении температуры. Этот эффект не наблюдается для исследованных ультратонких пленок Bi из-за отсутствия у них явно выраженной гранулярной или островковой структуры. Вместе с тем имеется небольшое отрицательное МС в режиме прыжковой проводимости при температурах, немного превышающих T_c аморфного Bi , и, следовательно, не связанное со сверхпроводимостью (рис. 4, а). Величина отрицательного МС увеличивается с понижением температуры и уменьшением приложенного напряжения V , т. е. по мере усиления локализации электронов. При достаточно низких

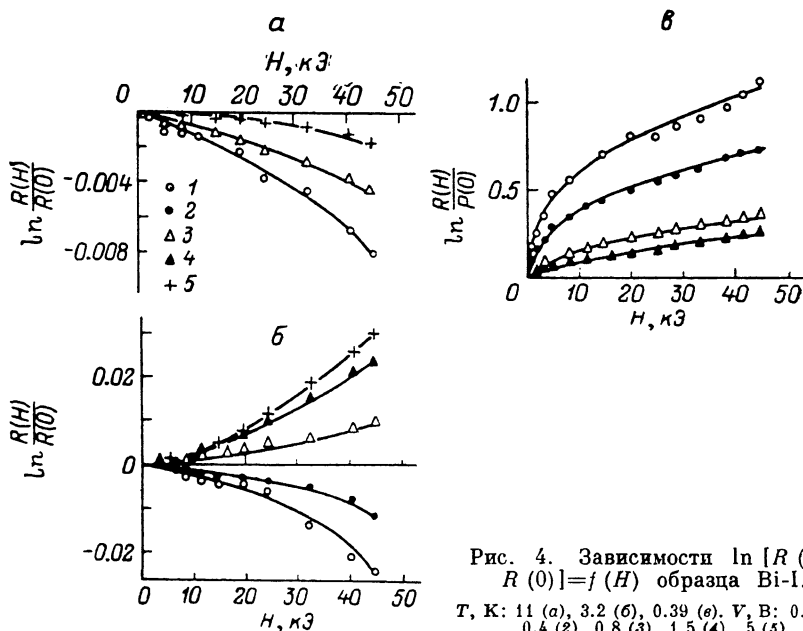


Рис. 4. Зависимости $\ln [R(H)/R(0)] = f(H)$ образца Bi-I .
 T , К: 11 (а), 3.2 (б), 0.39 (в). V , В: 0.2 (1), 0.4 (2), 0.8 (3), 1.5 (4), 5 (5).

температурах (≤ 4 К) начинает сказываться связанное с остаточным влиянием сверхпроводимости положительное МС. При некоторых промежуточных температурах наблюдается переход от положительного к отрицательному МС при уменьшении V (рис. 4, б). При достаточно низких температурах (≤ 1 К) влияние сверхпроводимости настолько усиливается, что наблюдается только положительное МС (рис. 4, в). Таким образом, наряду с зависимостями $R(T)$ экспериментальные зависимости $R(H)$ также отражают конкуренцию влияний сверхпроводимости и сильной локализации электронов в ультратонких пленках Bi .

4. Отрицательное магнитосопротивление в режиме прыжковой проводимости

В заключение обсудим отрицательное МС ультратонких пленок аморфного Bi . Оно не должно быть связано с остаточным влиянием эффектов слабой локализации [4, 33], так как в низкоомных пленках Bi ($R_{\perp}^* \leq \leq 2$ кОм) эти эффекты всегда приводят только к положительному МС [20, 21]. Долгое время считалось, что при прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка должно иметь место только большое положительное МС [1-3]. В последние годы были предложены различные механизмы отрицательного МС в условиях прыжковой проводимости [34-36]. При этом в [34] наличие отрицательного МС связывается с предполагаемым сдвигом порога подвижности в магнитном поле, а в [35] — с влиянием магнитного поля на спины электронов. В работе [36] предсказывается возможность

отрицательного МС в неоднородных системах с прыжковой проводимостью. Экспериментальные исследования отрицательного МС в неоднородных пленках весьма немногочисленны [11, 12, 37]. В частности, для гранулированных пленок индия [12] было установлено следующее соотношение для $R(H)$: $\gamma = \ln [R(H)/R(0)] \sim -H^2/T^{1/2}$. Для ультратонких пленок Вi в пределе $V \rightarrow 0$ мы также обнаружили квадратичную зависимость γ от H , но температурная зависимость оказалась более сильной

$$\gamma = \ln \frac{R(H)}{R(0)} = -A \frac{H^2}{T}, \quad (4)$$

A — положительная постоянная. В теориях [34, 35] при некоторых условиях допускается квадратичная зависимость γ от H , но сочетание зависимостей γ от H и T , описываемое выражением (4), не соответствует ни одной из известных теорий. Так как до сих пор не ясны пределы применимости и степень универсальности этих теорий, то для выяснения причин отрицательного МС в системах с прыжковой проводимостью необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования.

Л и т е р а т у р а

- [1] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1982. 664 с.
- [2] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979. 416 с.
- [3] Böttger H., Bryksin V. V. Hopping conduction in solids. Akademie-Verlag, Berlin, 1985. 390 p.
- [4] Abrahams E., Anderson P. W., Licciardello D. C., Ramakrishnan T. V. Phys. Rev. Lett., 1979, vol. 42, N 10, p. 673—676.
- [5] Sheng P., Abeles B., Coumts M. D., Arie Y. Adv. Phys., 1975, vol. 42, N 3, p. 408—461.
- [6] Morris J. E., Coumts T. J. Thin Solid Films, 1977, vol. 47, N 1, p. 3—65.
- [7] Dynes R. C., Garno J. P., Rowell J. M. Phys. Rev. Lett., 1978, vol. 40, N 7, p. 479—482.
- [8] Ефетов К. Б. ЖЭТФ, 1980, т. 78, № 5, с. 2017—2032.
- [9] Deutscher G., Lindenfeld P., McLean W. L. Phys. Rev. B, 1981, vol. 23, N 11, p. 6172—6175.
- [10] Belevtsev B. I., Komnik Yu. F., Odnokozov V. I., Fomin A. V. J. Low Temp. Phys., 1984, vol. 54, N 5—6, p. 587—605.
- [11] Аронов А. Г., Гершензон М. Е., Журавлев Ю. Е. ЖЭТФ, 1984, т. 87, № 3, с. 971—983.
- [12] Белевцев Б. И., Комник Ю. Ф., Фомин А. В. ФНТ, 1986, т. 12, № 8, с. 821—831.
- [13] Дмитренко И. М., Глухов А. М., Коваленко Т. А. и др. ЖЭТФ, 1986, т. 90, № 6, с. 2065—2076.
- [14] White A. E., Dynes R. C., Garno J. P. Phys. Rev. B, 1986, vol. 33, N 5, p. 3549—3552.
- [15] Jaeger H. M., Haviland D. B., Goldman A. M., Orr B. G. Phys. Rev. B, 1986, vol. 34, N 7, p. 4920—4923.
- [16] Kunchur M., Zhang Y. Z., Lindenfeld P., McLean W. L. Phys. Rev. B, 1987, vol. 36, N 7, p. 4062—4065.
- [17] Belevtsev B. I., Komnik Yu. F., Fomin A. V. J. Low Temp. Phys., 1987, vol. 69, N 5/6, p. 401—417.
- [18] Harnik E., Kovnovich S., Chernobelskaya T. Thin Solid Films, 1985, vol. 126, N 2, p. 155—159.
- [19] Комник Ю. Ф., Белевцев Б. И., Яцук Л. А. ЖЭТФ, 1972, т. 63, № 6, с. 2226—2238.
- [20] Белевцев Б. И., Комник Ю. Ф., Фомин А. В. ФНТ, 1988, т. 14.
- [21] Белевцев Б. И., Комник Ю. Ф., Фомин А. В. ФТТ, 1988, т. 30, № 7.
- [22] Комник Ю. Ф. Физика металлических пленок. М.: Атомиздат, 1979. 264 с.
- [23] McGurn A. R., Maradudin A. A. Phys. Rev. B, 1984, vol. 30, N 6, p. 3136—3140.
- [24] Mostefa M., Olivier G. J. Phys. C, 1985, vol. 18, N 1, p. 93—99.
- [25] Грусев Л. И., Холмянский В. А. Островковые металлические пленки. М.: Металлургия, 1973. 321 с.
- [26] Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. ЖЭТФ, 1982, т. 83, № 3, с. 1140—1149.
- [27] Морозов Ю. Г., Науменко И. Г., Петин В. И. ФНТ, 1976, т. 2, № 8, с. 987—996.
- [28] Kobayashi S., Tada Y., Sasaki W. Physica B, 1981, vol. 107, N 1—3, p. 129—130.
- [29] Глухов А. М., Дмитренко И. М., Шабло А. А. ФНТ, 1983, т. 9, № 1, с. 29—33.
- [30] Белевцев Б. И., Комник Ю. Ф., Фомин А. В. ФНТ, 1985, т. 11, с. 1143—1147.
- [31] Entin-Wohlman S., Kapitulnik A., Shapira Y. Phys. Rev. B, 1981, vol. 24, N 11, p. 6464—6468.
- [32] Белевцев Б. И., Фомин А. В. ФНТ, 1986, т. 12, № 1, с. 103—106.

- [33] *Altshuler B. L., Aronov A. G.* Modern problems in condensed matter. Amsterdam North-Holland Publ. Co., 1985, p. 1—153.
- [34] *Альтшулер Б. Л., Аронов А. Г., Хмельницкий Д. Е.* Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 36, № 5, с. 157—160.
- [35] *Спивак Б. З.* ЖЭТФ, 1984, т. 87, № 4, с. 1371—1380.
- [36] *Нгуен В. Л., Спивак Б. З., Шкловский Б. Н.* Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, № 1, с. 35—38.
- [37] *Ovadyahu Z.* Phys. Rev. B. 1986, vol. 33, N 9, p. 6552—6554.

Физико-технический институт
низких температур АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
4 апреля 1988 г.