

538.945

**СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ И ЛОКАЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ
В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ДВУМЕРНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ
СИСТЕМАХ****Б. И. Белевцев**

(Физико-технический институт низких температур АН УССР, Харьков)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	65
2. Изменения электронных и сверхпроводящих свойств металлических систем при переходе металл — изолятор	67
3. Влияние усиления беспорядка на сверхпроводящие свойства	71
3.1. Критическая температура T_c . 3.2. Верхнее критическое поле H_{c2} . 3.3. Флуктуационная проводимость выше T_c .	
4. Возвратные явления в сверхпроводимости неоднородных систем	87
5. Заключение	95
Примечания к тексту	96
Список литературы	96

1. Введение. Известно, что усиление беспорядка кристаллической решетки металлов приводит к пространственному ограничению свободного движения электронов. Согласно современным представлениям [1—6] достаточно сильный беспорядок приводит к полной локализации электронов в ограниченной области пространства (переход Андерсона). Для сверхпроводящих материалов усиление беспорядка сопровождается ослаблением и, в пределе, полным подавлением сверхпроводимости. Актуальным в настоящее время является изучение общих закономерностей изменения сверхпроводящих свойств по мере усиления беспорядка и, в частности, выявление и исследование эффектов явной конкуренции локализации и сверхпроводимости. Интерес к этим вопросам обусловлен как потребностями практики (строение реальных материалов почти всегда далеко от идеального), так и фундаментальным значением таких исследований, открывающих с каждым годом все новые аспекты квантовой природы электронов в металлах. Для этих целей широко используются тонкие двумерные пленки, в которых эффекты локализации проявляются более заметно, чем в трехмерных системах.

В рамках теории Гинзбурга—Ландау (ГЛ) комплексный параметр порядка можно представить в виде [7]: $\psi = \Delta \exp(-i\phi)$, где Δ — амплитуда параметра порядка, ϕ — фаза. Отсюда следует, что беспорядок может разрушать сверхпроводимость или посредством уменьшения амплитуды параметра порядка или же путем нарушения фазовой когерентности сверхпроводящих электронов. В последние годы стало ясно, что относительный вклад каждого из этих механизмов зависит от степени неоднородности сверхпроводящих объектов. При этом о влиянии неоднородности можно судить по соотношению двух характерных длин ξ_d и $\xi_{cl}(T)$, первая из которых соответствует связанному с беспорядком характерному масштабу неоднородности, а вторая — длина когерентности

ГЛ. Если $\xi_d \ll \xi_{cl}(T)$, то система ведет себя как однородная. В этом случае беспорядок влияет в основном на величину параметра порядка, хотя нельзя полностью исключить и влияния беспорядка на фазовую когерентность электронов. Если же $\xi_d \gg \xi_{cl}(T)$, то система неоднородна. Примерами таких систем являются гранулированные или островковые пленки с топологическим беспорядком, для которых существенны эффекты протекания. В этом случае длина ξ_d может представлять собой размер гранул или островков, или же характерную длину протекания ξ_p . Для неоднородных систем уменьшение критической температуры T_c при усилении беспорядка обусловлено в основном подавлением фазовой когерентности между слабосвязанными сверхпроводящими областями. Для реальных объектов оба механизма часто действуют одновременно.

В настоящем обзоре на основании известных литературных данных рассмотрены различные предполагаемые и экспериментально установленные механизмы влияния беспорядка на сверхпроводимость однородных и неоднородных двумерных пленок. Многие из этих механизмов справедливы и для трехмерных систем, свойства которых, однако, в связи с тематикой статьи подробно не рассмотрены. Несмотря на достигнутый в последнее время значительный прогресс в понимании электронных свойств неупорядоченных проводников [1—6], в проблеме взаимосвязи локализации и сверхпроводимости еще много неясного. Эти вопросы вызывают в настоящее время значительный интерес, ежегодно появляется большое число публикаций на эту тему. В приведенном списке литературы отмечена только часть известных публикаций, которые, как надеется автор, достаточно отражают важнейшие направления исследований последних лет в этой области. В статье обсуждаются только пленки из стандартных сверхпроводящих материалов. Тем не менее значительная часть установленных к настоящему времени фундаментальных закономерностей взаимного влияния и конкуренции локализации и сверхпроводимости (особенно для неоднородных систем) справедлива и для сверхпроводящих керамик с высокими T_c .

Статья организована следующим образом. В разделе 2 рассмотрены основные закономерности изменения электронных свойств металлических систем при приближении к переходу металл—изолятор (ПМИ). Вследствие наличия достаточно полных обзоров на эту тему [1—6] рассмотрение ограничено только двумерными системами и только вопросами, имеющими непосредственное отношение к взаимосвязи локализации и сверхпроводимости. В разделе 3 рассмотрено влияние усиления беспорядка на различные сверхпроводящие свойства, такие как T_c , верхнее критическое поле H_{c2} и флуктуационная сверхпроводимость выше T_c . В разделе 4 рассмотрены эффекты явной конкуренции локализации и сверхпроводимости, проявляющиеся прежде всего в квазивозвратных эффектах. В конце статьи (раздел 5) подводятся итоги современного состояния этой проблемы и кратко обсуждаются некоторые нерешенные вопросы.

Рассмотрение влияния беспорядка на сверхпроводящие свойства проводится отдельно для однородных и неоднородных пленок. Под однородными подразумеваются сплошные однофазные пленки металлов и сплавов. Существует гораздо большее разнообразие неоднородных объектов. В основном рассмотрены гранулированные и островковые пленки, а также беспорядочные смеси металла и диэлектрика. Хотя проводимость указанных систем определяется главным образом эффектами протекания, в ряде случаев их поведение существенно различно и поэтому также рассматривается отдельно. По ходу изложения проводится сопоставление поведения однородных и неоднородных пленок.

2. Изменения электронных и сверхпроводящих свойств металлических систем при переходе металл — изолятор. Для однородных объектов степень беспорядка характеризуется величиной $\lambda \approx (k_F l)^{-1}$ (k_F — фермиевское волновое число, l — длина упругого рассеяния электронов). При $\lambda \ll 1$ влияние беспорядка мало, а в пределе сильного беспорядка ($\lambda \sim 1$) все электронные состояния должны быть локализованными. Для двумерных систем можно записать:

$$\lambda = \frac{e^2 R_{\square}}{2\pi^2 \hbar} \quad (2.1)$$

(R_{\square} — сопротивление квадратного участка, e — заряд электрона).

Единой и общепризнанной теории ПМИ в настоящее время не существует, хотя каждый из известных теоретических подходов неплохо описывает определенный класс неупорядоченных систем [1—6, 8]. Для систем, находящихся на металлической стороне ПМИ, в качестве основного приближения используется скейлинговая теория [3, 5, 6]. Согласно этой теории, в двумерных системах при любой степени беспорядка все электронные состояния должны быть локализованными (по крайней мере при температуре $T=0$). Однако при конечных температурах, согласно экспериментальным данным [9, 10], переход к сильной локализации происходит только при достаточно большой величине $R_{\square} \gtrsim 20\text{—}30$ кОм. Тем не менее уже при малом беспорядке ($\lambda \ll 1$) при достаточно низких температурах наблюдаются заметные отклонения поведения проводимости от модели свободных электронов, выражающиеся в наличии квантовых поправок к проводимости (эффекты слабой локализации (СЛ) и электрон-электронного взаимодействия (ЭЭВ)) [3—5].

Скейлинговая теория локализации была развита без учета влияния ЭЭВ. Мы не будем касаться различных моделей учета эффектов ЭЭВ при ПМИ [2, 4, 6, 8, 11, 12]. Отметим только, что уже при малом беспорядке могут наблюдаться отклонения поведения электронов от теории ферми-жидкости [4]. Это приводит к особенности плотности состояний электронов на уровне Ферми $N(E_F)$ [4]. Помимо этого изменяется сам характер ЭЭВ [4, 5]. Все это не может не оказывать влияния и на сверхпроводящие свойства. В условиях сильной локализации, согласно теории Эфроса—Шкловского [2], учет дальнедействующего кулоновского отталкивания приводит к образованию кулоновской щели. Таким образом, одной из возможных причин подавления сверхпроводимости при приближении к ПМИ является понижение $N(E_F)$. С другой стороны, как показал Мотт [1], при переходе Андерсона величина $N(E_F)$ может оставаться конечной, так как в первую очередь важно лишь положение энергии Ферми E_F относительно порога подвижности E_c . Корреляция $N(E_F)$ с T_c была исследована в [13] для гранулированных пленок Al. В этой работе посредством туннельных измерений было подтверждено наличие обусловленных эффектами ЭЭВ [4] поправок к $N(E_F)$. При этом понижению T_c с усилением беспорядка соответствовало уменьшением $N(E_F)$.

Помимо $N(E_F)$ усиление беспорядка может влиять и на другие характеристики системы взаимодействующих электронов и фононов в металлах, такие как электрон-фононное взаимодействие (ЭФВ), ЭЭВ, скорости неупругой и фазовой релаксации и т. д. Связанное с этими и другими факторами влияние беспорядка на сверхпроводящие свойства будет более подробно рассмотрено в последующих разделах; а здесь мы остановимся только на основных экспериментальных фактах. В однородных металлических системах значительный беспорядок может быть связан с наличием примесей и дефектов решетки, что приводит к существенно малым длинам свободного пробега l . Влияние увеличения количества дефектов решетки на T_c было впервые отмечено для пленок

простых металлов, осажденных на охлажденную жидким гелием подложку [14—16]. В этих и последующих исследованиях холодноосажденных пленок (см. обзоры [17—19]) было обнаружено, что для слабых сверхпроводников (Al, In, Sn) усиление беспорядка приводит к повышению T_c , а для классических сильных сверхпроводников (Pb, Hg, аморфный Vi)—к понижению T_c . В дальнейшем было показано, что достаточно сильный беспорядок в конце концов всегда приводит к понижению T_c . В результате этого для таких металлов, как Al [20] или In [21, 22], зависимость T_c от R_{\square} или от удельного сопротивления ρ имеет максимум (рис.1). Для пленок In с немонотонным изменением T_c с ростом беспорядка были выявлены следующие корреляции изменений T_c и проводящих свойств. В области возрастания T_c с ростом R_{\square} пленки In обладали нормальным металлическим температурным ходом сопротивления. Падение T_c с ростом R_{\square} начиналось при $R_{\square} \geq 0,5$ кОм. При этом пленки обладали слабым отрицательным температурным ходом сопротивления, соответствующим влиянию эффектов СЛ и ЭЭВ [3—5]. Такое поведение, по-видимому, отражает влияние СЛ и ЭЭВ на T_c и будет рассмотрено ниже.

Интересные результаты для однородных пленок Pb были получены в работе [23] посредством туннельных измерений. Было установлено,

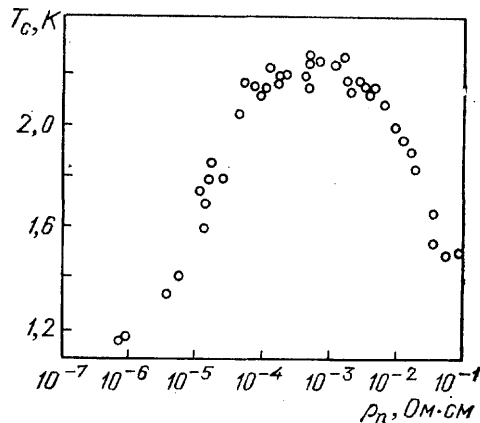


Рис. 1. Зависимость T_c от удельного сопротивления при $T=4,2$ К для гранулированных пленок Al [20]

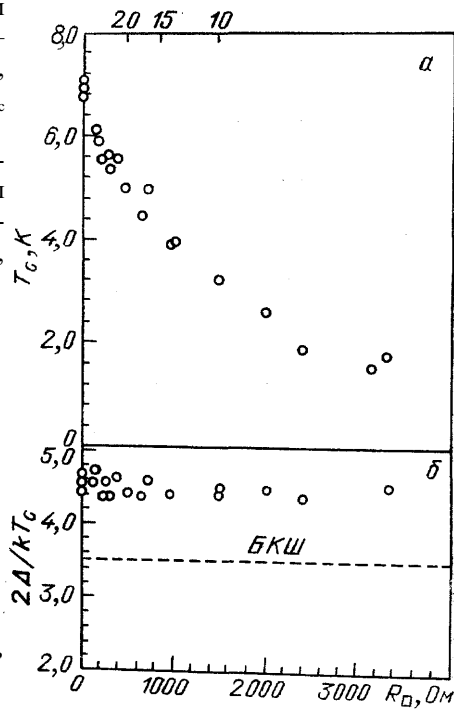


Рис. 2. Зависимость T_c (а) и $2\Delta/kT_c$ (б) от R_{\square} для однородных пленок Pb [23]. Цифры сверху означают типичные толщины пленок в ангстремах

что с ростом беспорядка отношение $2\Delta/kT_c$ остается практически постоянным (рис. 2). Существенным результатом этой работы является также обнаружение несоответствия фоновой структуры туннельных спектров обычному формализму Элиашберга при достаточно большом беспорядке. В качестве возможной причины такого поведения предполагается изменение кулоновского взаимодействия под влиянием беспорядка.

В неоднородных системах ПМИ определяется совместным влиянием эффектов локализации и протекания [24]. Это сказывается и на сверхпроводящих свойствах. Например, одним из признаков влияния неоднородности является расширение температурной области сверхпроводящего перехода. Замечено также, что в неоднородных системах гораздо слабее происходит понижение T_c с ростом ρ или R_{\square} (рис. 3). При пре-

обладающем влиянии эффектов протекания величина T_c почти не меняется с ростом ρ , а проводимость и сверхпроводимость исчезают одновременно на пороге протекания (см. поведение системы Pb — Ge на рис.3).

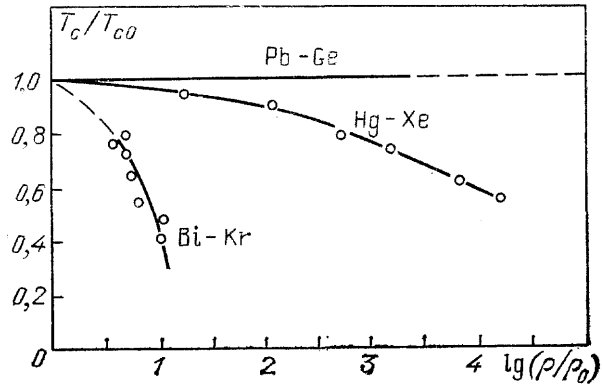


Рис. 3. Зависимость $T_c(\rho)$ для систем с различной степенью неоднородности [24] T_{c0} и ρ_0 — соответствующие характеристики чистых металлов). $\rho_0=1,8 \cdot 10^{-5}$ Ом·см (Hg—Xe) и $2,2 \cdot 10^{-4}$ Ом·см (Bi—Kr). Наиболее однородной является система Bi—Kr, наименее однородной — Pb—Ge

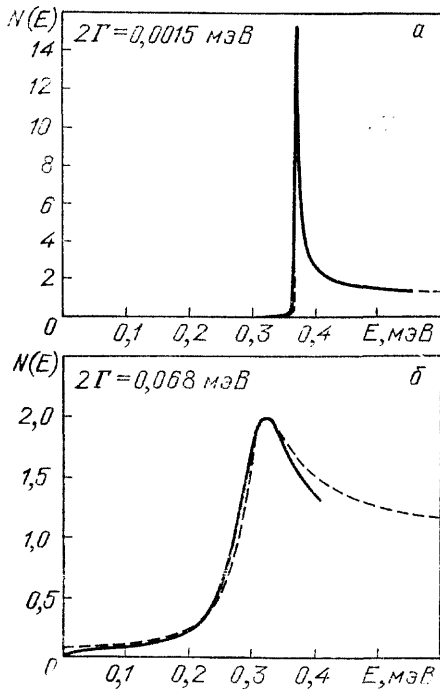


Рис. 4. Плотность состояний $N(E)$ гранулированных пленок Al с нормальными удельными сопротивлениями $8 \cdot 10^{-3}$ Ом·см (а) и $\approx 2 \cdot 10^{-2}$ Ом·см (б) [25]. Сплошные линии — $N(E)$, полученные из туннельных данных; штриховые — $N(E)$, вычисленные в модели БКШ с учетом размытия сверхпроводящей щели под влиянием беспорядка. Γ — параметр размытия щели

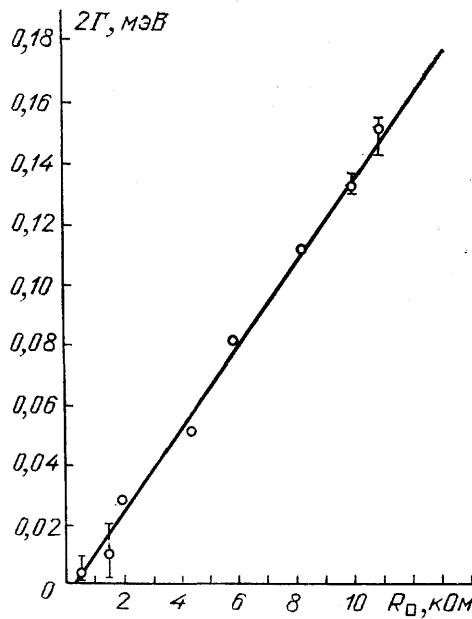


Рис. 5. Зависимость удвоенного параметра размытия щели 2Γ (связанного с неупругим рассеянием электронов) от сопротивления R_{\square} для серии пленок Sn ($\Delta=0,74$ мэВ) [26]

Существенная информация об изменениях сверхпроводящих свойств неоднородных систем при приближении к ПМИ была получена в туннельных экспериментах [25, 26]. Для гранулированных или почти островковых пленок Al, Sn и Pb было обнаружено размытое сверхпроводящей щели Δ при усилении беспорядка (рис. 4). Туннельная плотность

состояний соответствовала выражению: $N(E, \Gamma) = \text{Re}[E/(E^2 - \Delta^2)^{1/2}]$, $E = E' - i\Gamma$, где Γ — параметр размытия щели. По мере роста беспорядка величина Γ увеличивается (рис. 5), так что сверхпроводимость становится бесщелевой (см. рис. 4). Авторы [26] предположили, что величина Γ определяется процессами неупругой релаксации электронов, роль которых повышается при усилении беспорядка. В пользу этого свидетельствует найденная в [26] корреляция: $2\Gamma \approx \hbar/\tau_i$ (τ_i — время неупругой релаксации).

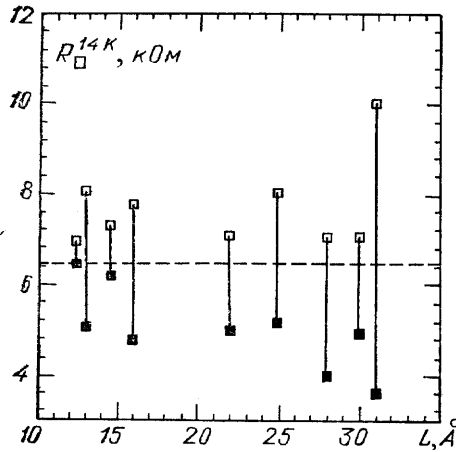


Рис. 6. Зависимость R_{\square} при 14 К от толщины пленок Sn и Ga [31]. Каждая пара точек соответствует одной пленке. Светлые значки: сопротивление не падает до нуля при понижении температуры (отсутствует глобальная сверхпроводимость), темные значки: сопротивление падает до нуля после увеличения средней толщины пленки на доли ангстрема. Штриховая линия соответствует $R_{\square} = \pi\hbar/2e^2$

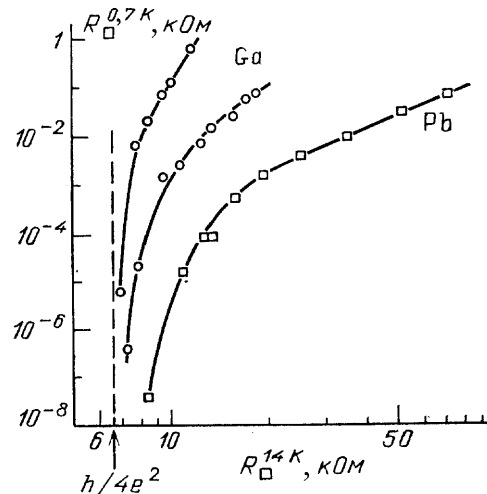


Рис. 7. Зависимость сопротивления пленок Ga и Pb при $T = 0,7$ К от сопротивления в нормальном состоянии при $T = 14$ К [30]

В работах [10, 27, 28] приведены экспериментальные свидетельства того, что ПМИ в гранулированных пленках, происходящий при увеличении толщин диэлектрических прослоек между гранулами, сопровождается появлением в плотности состояний кулоновской щели, соответствующей теории [2]. Однако, как показано в [10, 22] для гранулированных пленок In, кулоновская щель в таких неоднородных системах оказывает влияние главным образом на прыжковую проводимость одночастичных возбуждений. Сверхпроводящие свойства таких объектов определяются в основном процессами установления фазовой когерентности между смежными гранулами посредством джозефсоновской связи.

В последние годы было обнаружено следующее интересное свойство двумерных ультратонких сверхпроводящих пленок. Оказалось, что существует пороговое значение сопротивления $R_c = aR_Q$ (a — постоянная порядка единицы, $R_Q = \pi\hbar/2e^2 \approx 6,45$ кОм — квант сопротивления), выше которого фазовая когерентность не охватывает весь образец [29—31]. При $R_{\square} \geq R_c$ сопротивление при понижении температуры не доходит до нуля. Величина $R \approx 6$ кОм оказалась довольно универсальной и не зависит, например, от толщины и материала пленок (рис. 6, 7). При повышении R_{\square} до R_c ультратонкие пленки уже не являются сплошными, хотя еще и не состоят из полностью изолированных островков. Сверхпроводящие свойства таких пленок определяются процессами установления

фазовой когерентности между слабосвязанными сверхпроводящими областями. Теоретическое описание таких систем производится в рамках различных моделей связанных джозефсоновских контактов с учетом влияния диссипативных процессов на квантовые флуктуации фазы. Диссипативные процессы (обусловленные наличием в контактах нормальной компоненты тока) могут быть связаны с квазичастичным туннелированием или с наличием в контактах шунтирующих нормальных перемычек. При этом используется так называемая резистивная модель джозефсоновского перехода (см. [32, 33]). Оба варианта учета диссипативных процессов позволяют объяснить существование порогового значения $R_c \approx 6$ кОм [34—39], хотя для несплошных ультратонких пленок определяющую роль должны играть нормальные омические перемычки между слабосвязанными сверхпроводящими областями. Квантовые флуктуации фазы в системах с диссипацией могут быть также причиной квазивозвратных явлений [40, 41], о чем будет речь в разделе 4.

В заключение этого раздела отметим возникший в последнее время вопрос о том, исчезает ли сверхпроводимость одновременно с переходом в диэлектрическое состояние (так называемый переход сверхпроводник—изолятор (СИ)) или же сначала может происходить полное подавление сверхпроводимости и лишь после этого переход от металла к изолятору (переход сверхпроводник—металл—изолятор (СМИ)). Теоретическая возможность СМИ-перехода связывается или с усилением по мере роста беспорядка спиновых флуктуаций в условиях сильного кулоновского взаимодействия [42] (для трех- и двумерных систем) или же с влиянием спин-орбитального взаимодействия [43] (только для трехмерных систем). Известные эксперименты [44—46], проведенные для неоднородных систем, не позволяют однозначно судить о возможности СМИ-перехода. Этот вопрос требует дальнейшего изучения.

3. Влияние усиления беспорядка на сверхпроводящие свойства.

3.1. КРИТИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРА T_c .

3.1.1. Однородные системы.

3.1.1-1. Слабый беспорядок.—Согласно классической теории грязных сверхпроводников [47, 48] слабый беспорядок, связанный с немагнитными примесями, не влияет на величину T_c (теорема Андерсона). Достаточно сильный беспорядок, однако, может влиять на любые характеристики системы взаимодействующих электронов и фононов в металлах и тем самым на величину T_c . В рамках модели Бардина—Купера—Шриффера (БКШ) величина T_c определяется выражением:

$$T_c = 1,14\omega_D \exp\left(-\frac{1}{\lambda_{ep} - \mu^*}\right), \quad (3.1)$$

где ω_D — дебаевская частота, λ_{ep} — константа ЭФВ, μ^* — кулоновский псевдопотенциал,

$$\lambda_{ep} = 2 \int g(\omega) \omega^{-1} d\omega, \quad (3.2)$$

где $g(\omega)$ — функция Элиашберга, зависящая от плотности фононных состояний и ЭФВ.

Для сверхпроводников с сильным ЭФВ используют формулу Мак-Миллана [49]:

$$T_c = \frac{\omega_D}{1,45} \exp\left[-\frac{1,04(1 + \lambda_{ep})}{\lambda_{ep} - \mu^*(1 + 0,62\lambda_{ep}\mu^*)}\right]. \quad (3.3)$$

Из (3.1) или (3.3) следует, что изменения T_c под влиянием беспорядка могут быть обусловлены соответствующими изменениями $N(E_F)$, ЭФВ и эффективного ЭЭВ. Возможные изменения этих характеристик обычно

в первую очередь учитываются при рассмотрении влияния беспорядка на T_c . В качестве примера рассмотрим предполагаемые причины повышения T_c , в холодноосажденных пленках металлов со слабым ЭФВ (Al, In, Sn) [17, 18]. Туннельные эксперименты выявили, что по мере роста беспорядка (увеличения ρ или R_{\square}) происходят изменения функций $g(\omega)$, заключающиеся в повышении значений $g(\omega)$ в области малых ω . Это может быть обусловлено усилением ЭФВ в неупорядоченных системах [17, 18, 50]. Такое изменение $g(\omega)$ в соответствии с (3.2) ведет к увеличению $\lambda_{\text{ср}}$ и, соответственно, T_c (при этом не учитывается возможное влияние беспорядка на $N(E_F)$ и μ^*). Вышеприведенные соображения оказались неприменимыми к сверхпроводникам с сильным ЭФВ типа РЬ, для которых усиление беспорядка и аморфизация приводит к аналогичным изменениям $g(\omega)$ [51], но T_c при этом не растет, а даже падает [15, 52]⁽¹⁾. Возможное объяснение этого давно известного различия в поведении слабых и сильных сверхпроводников приведено в [53] на основе учета конкуренции между притягивающим и отталкивающим эффективным ЭФВ. Это один из примеров, показывающих, что в настоящее время неизвестны достаточно универсальные механизмы влияния беспорядка на T_c , применимые для широкого круга сверхпроводников. Видимо, с этим связано наличие разнообразных моделей влияния беспорядка на сверхпроводимость, каждая из которых имеет ограниченную область применения.

Является несомненным, что достаточно сильный беспорядок всегда приводит к понижению T_c . Для пленок классических сильных сверхпроводников (например, для аморфных Вi и Ga [54]) была установлена следующая корреляция между T_c и R_{\square} :

$$\delta = \frac{T_{c0} - T_c}{T_{c0}} = qR_{\square} \quad (3.4)$$

(T_{c0} —невозмущенное, значение T_c , $q \approx 10^{-4} \text{ Ом}^{-1}$). Это эмпирическое соотношение справедливо при $\delta \ll 1$, т. е. при слабом беспорядке. Одно из первых объяснений соотношения (3.4) для двумерных пленок было основано на учете влияния флуктуаций электромагнитного поля и параметра порядка [55]. Затем влияние беспорядка и кулоновских эффектов на T_c в приближении БКШ было рассмотрено в [56]. В рамках аналогичного подхода с учетом эффектов СЛ и ЭЭВ в работе [57] было получено

$$\ln \frac{T_{c0}}{T_c} = g\lambda \left(\frac{1}{2} b^2 + \frac{1}{3} b^3 \right), \quad (3.5)$$

где g — безразмерная константа ЭЭВ, величиной порядка единицы, $b = \ln(\hbar/kT_c\tau)$, τ — время упругой релаксации, а λ определяется формулой (2.1). Первое слагаемое в (3.5) соответствует поправке к плотности состояний, второе — изменению эффективного спаривающего ЭЭВ. При $\lambda \ll 1$ выражение (3.5) примерно соответствует (3.4). Обобщение теории [57] для более сильного беспорядка проведено в [58]. Согласие теории [57] с экспериментами для пленок Mo—Ge [59] наблюдалось до $R_{\square} \leq 0,5 \text{ кОм}$ (рис. 8) при $g=0,6$. Лучшее согласие с этими экспериментами было достигнуто в [58]. Теории [57, 58] справедливы для режима слабой локализации при $\tau^{-1} < \omega_D$ и, по-видимому, не применимы при $R_{\square} \geq 1 \text{ кОм}$ (развитие теории для случая $\tau^{-1} < \omega_D$ проведено в [60]).

Экспериментальные данные свидетельствуют, таким образом, о существенном влиянии даже слабого беспорядка ($\lambda \ll 1$) на процессы ЭЭВ и ЭФВ и тем самым на величину T_c . Известные теоретические модели позволяют понять общую природу этих воздействий. Наиболее успешным можно считать объяснение понижения T_c под влиянием слабого беспорядка при учете эффектов СЛ и ЭЭВ.

3.1.1-2. Сильный беспорядок.—Подавление сверхпроводимости в одномерных системах при сильном беспорядке ($\lambda \ll 1$) экспериментально исследовано весьма слабо (см. раздел 2). В частности, плохо известны корреляции изменений T_c и других характеристик сверхпроводящего состояния на пороге ПМИ с соответствующими изменениями различных свойств взаимодействующих электронов и фононов в проводящих системах. В этой области, однако, проведена значительная теоретическая работа, позволяющая выделить и в ряде случаев экспериментально обосновать различные концепции подавления сверхпроводимости при сильном беспорядке. Ряд из них относится к трехмерным системам, но можно полагать, что они в той или иной степени справедливы и для двумерных систем. Одной из таких концепций является предположение о том,

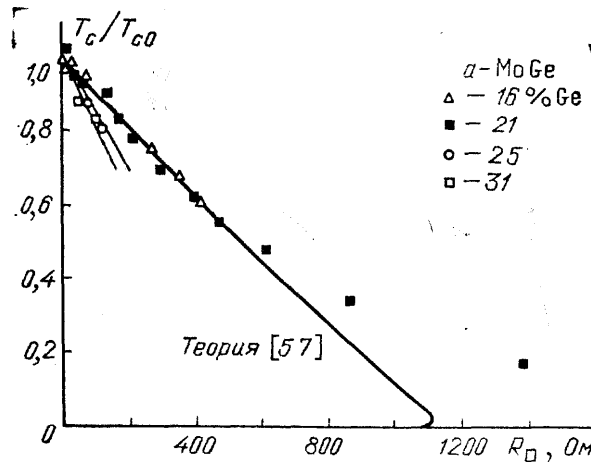


Рис. 8. $T_c/T_{c0}=f(R_D)$ для различных составов аморфных пленок Mo—Ge [59]. Сплошные линии соответствуют теории [57]

что сильный беспорядок усиливает кулоновское отталкивание электронов, в результате чего увеличивается кулоновский псевдопотенциал μ^* и соответственно уменьшается $T_c^{(2)}$ [61, 62]. В работе [61] для трехмерных сверхпроводников показано, что этот эффект проявляется только при $\lambda \sim 1$ из-за уменьшения коэффициента диффузии D электронов вблизи ПМИ. При этом μ^* становится функцией ρ , что позволяет в рамках формулы Мак-Миллана (3.3) вычислить падение T_c с ростом ρ . Результаты расчетов качественно согласуются с поведением соединений с решеткой A15. Однако туннельные эксперименты для Nb_3Sn не выявили существенного возрастания μ^* при повышении ρ [63].

В системе взаимодействующих электронов еще один возможный механизм распаривания обусловлен усилением по мере приближения к ПМИ спиновых флуктуаций, что связывается с различными причинами [42, 64—67]. Например, в [64] указывается, что вблизи ПМИ кулоновские корреляции приводят к образованию случайной волны спиновой плотности, в результате чего могут возникать локализованные магнитные моменты. В работах [42, 66] появление спиновых флуктуаций связывается с влиянием кулоновского отталкивания, которое по мере усиления беспорядка делает систему взаимодействующих электронов нестабильной относительно перехода в ферромагнитное состояние. Эти эффекты предсказываются для двумерных и трехмерных систем, причем согласно [42, 66] влияние спиновых флуктуаций может ощущаться не только для сильного ($\lambda \sim 1$), но и для слабого ($\lambda \ll 1$) беспорядка. Для трехмерных систем понижение T_c под влиянием беспорядка описывается, согласно [66], следующим характерным для бесщелевой сверх-

проводимости выражением:

$$\ln \frac{T_{c0}}{T_c} = \psi\left(\frac{1}{2} + \beta\right) - \psi\left(\frac{1}{2}\right), \quad (3.6)$$

где ψ — дигамма-функция, $\beta = (9\sqrt{3}/2)\lambda^2(u/\eta)$, u — безразмерная константа экранированного кулоновского взаимодействия, η^{-1} — фактор усиления статической спиновой восприимчивости в системе взаимодействующих электронов (в модели Хаббарда). Для двумерных систем:

$$\ln \frac{T_c}{T_{c0}} = -\frac{3}{4\eta} \pi^2 u \lambda C_2, \quad (3.7)$$

где

$$C_2 = \ln \frac{\hbar}{\pi k T_c \tau}, \quad \eta \ll \frac{\tau k T_c}{\hbar} \ll 1,$$

$$= \left(\frac{2}{3\pi^2}\right)^3 \ln^3 \frac{\hbar}{\pi k T_c \tau}, \quad \frac{\tau k T_c}{\hbar} \ll \eta \ll 1.$$

Интересно, что при малом беспорядке ($\lambda \ll 1$) выражение (3.7), также как и (3.5), соответствует экспериментальному соотношению (3.4) для тонких пленок. Однако достаточно надежные непосредственные подтверждения усиления спиновых флуктуаций вблизи ПМИ отсутствуют.

В работах [62, 68, 69] в модели БКШ рассмотрено поведение трехмерных и квазидвумерных сверхпроводников вблизи порога подвижности при переходе Андерсона. При этом использовались уравнения ГЛ в условиях сильного ($\lambda \sim 1$) беспорядка с учетом скейлинга коэффициента диффузии D вблизи ПМИ. В рамках этого подхода показано, что с увеличением беспорядка существенно возрастает роль термодинамических флуктуаций вблизи T_c . Влияние этих флуктуаций может привести к понижению T_c , причем для трехмерного случая справедливо [69]:

$$\frac{T_c}{T_{c0}} = 1 - 0,48 \frac{\rho}{\rho_m} \frac{kT_{c0}}{E_F} \quad (3.8)$$

(ρ_m — максимальное металлическое удельное сопротивление по Мотту [1]). Формула (3.8) имеет ограниченное применение, так как она справедлива только вблизи ПМИ. Интересным результатом подхода [62, 68, 69] является предсказание сохранения сверхпроводимости после перехода в диэлектрическое состояние для достаточно больших значений длины локализации ξ_l [62]: $\xi_l \gg (N(E_F)kT_c)^{-1/3}$, т. е. достаточно близко к порогу подвижности. Поэтому считается возможным наблюдение перехода изолятор—сверхпроводник при понижении температуры.

В заключение этого подраздела рассмотрим влияние на T_c процессов фазовой или неупругой релаксации электронов, связанных с различными видами неупругих взаимодействий квазичастиц. Эти процессы обеспечивают достижение равновесия между квазичастицами и куперовскими парами (процессы рождения и рекомбинации пар) [70]. При слабом беспорядке характерные времена фазовой релаксации τ_ϕ играют большую роль в эффектах СЛ и флуктуационной сверхпроводимости выше T_c [4, 5], определяя, например, величину флуктуационной поправки Маки—Томпсона [71, 72]. В последнем случае процессы фазовой и неупругой релаксации приводят к разрушению флуктуационных куперовских пар. Численным параметром этого механизма распаривания является $\delta = \ln(T_{c0}/T_c) \approx (T_{c0} - T_c)/T_c$ (T_{c0} — невозмущенное значение T_c),

который связан с τ_ϕ соотношением [50, 73]:

$$\delta = \frac{\hbar}{8kT\tau_\phi}. \quad (3.9)$$

Влияние процессов фазовой и неупругой релаксации на сверхпроводящие свойства усиливается по мере увеличения беспорядка [26, 73—76]. Экспериментально это показано в упомянутой в разделе 2 работе [26], согласно которой усиление процессов неупругой релаксации электронов приводит к размытию сверхпроводящей щели (см. рис. 4 и 5), в результате чего сверхпроводимость становится бесщелевой. Такое влияние неупругих процессов можно предполагать и из общих соображений, исходя из принципа неопределенности ([70], с. 291). Из теории бесщелевой сверхпроводимости Абрикосова — Горькова (см. изложение в [70]) известно следующее выражение, описывающее понижение T_c под влиянием различных распаривающих факторов:

$$\ln \frac{T_c}{T_{c0}} = \psi\left(\frac{1}{2}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar/\tau_p}{4\pi kT_c}\right), \quad (3.10)$$

где τ_p — характерное время разрушения пар. Например, при наличии магнитных примесей τ_p идентично времени τ_s спин-спиновой релаксации.

В последнее время в ряде работ [73—76] была рассмотрена роль процессов фазовой и неупругой релаксации электронов как эффективного механизма разрушения пар в разупорядоченных системах. Согласно [75] процессы фазовой релаксации усиливаются вблизи ПМИ, давая значительный вклад в подавление сверхпроводимости. Теоретические и экспериментальные исследования при слабом беспорядке [4, 5, 74, 77—79] также свидетельствуют об усилении скорости релаксации фазы при увеличении беспорядка. Например, для двумерных систем [4] время фазовой релаксации за счет электрон-электронных столкновений с малыми передачами импульсов описывается выражением:

$$\tau_e^{-1} = \frac{\pi kT}{\hbar} \lambda \ln \frac{1}{2\pi\lambda}, \quad (3.11)$$

т.е. $\tau_e^{-1} \sim R_\square$. Вблизи T_c это время модифицируется в $\tau_{es} = \tau_e \gamma$ [74], где множитель γ учитывает процессы рекомбинации электронов в сверхпроводящие пары, но и в этом случае $\tau_{es}^{-1} \sim R_\square$. Вклад неупругих электрон-фононных столкновений в процессе фазовой релаксации соответствует времени τ_{ep} , для которого в сильноразупорядоченных и аморфных системах справедливо $\tau_p^{-1} = (\pi^2/2)(kT)^2/mMc_T^3l$ [77, 78] (m и M — массы электрона и иона, c_T — скорость поперечного звука). Таким образом, скорости фазовой релаксации за счет ЭЭВ и ЭФВ усиливаются при увеличении беспорядка.

В работах [44, 74] обсуждалась возможность использования выражения (3.10) с $\tau_p = \tau_\phi$ для разупорядоченных систем. В этом случае формула (3.9) является частным случаем (3.10) при $\delta \ll 1$. При использовании выражения (3.11) для τ_ϕ можно при малом беспорядке ($R_\square \ll 1$ кОм) получить $\delta \approx 10^{-4} R_\square$, что соответствует экспериментальному соотношению (3.4) для слабо-разупорядоченных пленок. Формула (3.10) использовалась в случае более сильного беспорядка для аморфных пленок V_i с R_\square до ~ 6 кОм и выше [79]. Экспериментальная зависимость $T_c(R_\square)$ хорошо описывалась выражением (3.10) при различных вариантах использования времени τ_{es} [74] и τ_{ep} [77] (рис. 9).

В заключение отметим, что вопрос о распаривающем влиянии процессов неупругой и фазовой релаксации остается дискуссионным (см.

обсуждение в [80]), поэтому необходимы дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования в этой области. Помимо этого весьма актуальным является экспериментальное исследование роли спиновых эффектов [42, 64—67] и термодинамических флуктуаций параметра порядка [62, 68, 69] вблизи ПМИ. Это позволит выделить важнейшие механизмы подавления сверхпроводимости в условиях сильного беспорядка.

3.1.2. Неоднородные системы. Свойства неоднородных систем привлекают в последнее время значительное внимание. Для пленок можно выделить следующие типы неоднородных структур: 1) беспорядочные смеси металла и диэлектрика; 2) гранулированные пленки, состоящие из примерно одинаковых гранул (размером ~ 10 нм), разделенных диэлектрическими прослойками; 3) несплошные, в предельном случае островковые пленки.

Свойства беспорядочных смесей металла и диэлектрика определяются главным образом классическими эффектами протекания (см. [2]). Такие системы характеризуются корреляционной длиной протекания ξ_p ,

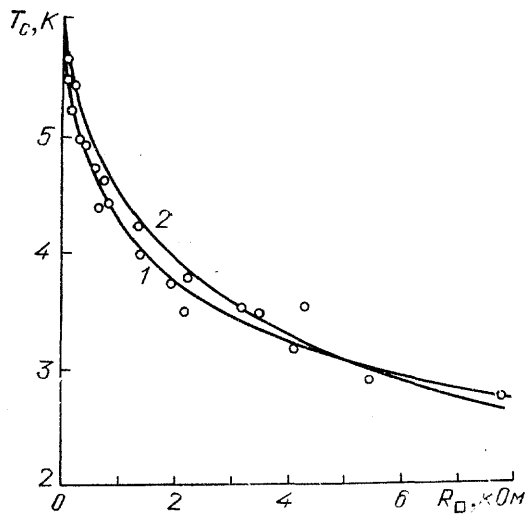


Рис. 9. Зависимость $T_c(R_D)$ аморфной пленки V_i [79]. Кривые проведены в соответствии с формулой (3.10) при $\tau_p^{-1} = 2\tau_{es}^{-1}$ (1) и $\tau_p^{-1} = \tau_{es}^{-1} + \tau_{ep}^{-1}$ (2)

соответствующей в диэлектрической области наибольшему размеру протекательных кластеров. При повышении объемной доли x металлического компонента величина ξ_p возрастает и при $x \rightarrow x_{cp}$ стремится к бесконечности (т. е. образуется бесконечный кластер). Учет эффектов слабой и сильной локализации электронов в протекательных системах проведен в [24, 81, 82]. В работе [24] показано, что переход Андерсона может происходить при $x = x_c \geq x_{cp}$. При этом проявление обусловленного локализацией подавления сверхпроводимости определяется отношением (при $x = x_c$) длин ξ_p и ξ_l (длина локализации). При $\xi_l/\xi_p \ll 1$ проводимость определяется только эффектами протекания. В этом случае $x_c - x_{cp} \ll 1$ и влияние локализации на T_c проявляется только на пороге протекания x_{cp} (см. обсуждение рис.3 на с. 69). При $\xi_l/\xi_p \gg 1$ понижение T_c под влиянием локализации может проявляться далеко от порога протекания при $x_{cp} < x < x_c$. Оценки сдвига T_c вблизи порога протекания приведены в [83]. В целом эта проблема еще далека от завершения.

В отличие от беспорядочных смесей металла и диэлектрика, гранулированные металлы (ГМ) обладают определенным порядком: они состоят из примерно одинаковых гранул, разделенных диэлектрическими прослойками⁽³⁾. Характерный масштаб неоднородности определяется размером гранул. Сверхпроводящая когерентность между гранулами может устанавливаться посредством джозефсоновской связи. Проводимость и сверхпроводимость ГМ определяется квантовым туннелированием электронов между гранулами и зависит от соотношения ряда характерных энергий [84, 85]:

с соответствующей в диэлектрической области наибольшему размеру протекательных кластеров. При повышении объемной доли x металлического компонента величина ξ_p возрастает и при $x \rightarrow x_{cp}$ стремится к бесконечности (т. е. образуется бесконечный кластер). Учет эффектов слабой и сильной локализации электронов в протекательных системах проведен в [24, 81, 82]. В работе [24] показано, что переход Андерсона может происходить при $x = x_c \geq x_{cp}$. При этом проявление обусловленного локализацией подавления сверхпроводимости определяется отношением (при $x = x_c$) длин ξ_p и ξ_l (длина локализации). При $\xi_l/\xi_p \ll 1$ проводимость определяется

а) расстояния между энергетическими уровнями в отдельной грануле:

$$\delta E \approx (d^3 N(E_F))^{-1} \quad (3.12)$$

(d —диаметр гранулы).

б) Энергии $\hbar\omega_i$ (ω_i —частота перескоков электронов между гранулами); величина ω_i^2 связана с вероятностью P туннелирования через барьер:

$$P \sim \omega_i^2 \sim e^{-2\chi s}, \quad (3.13)$$

где s — толщина диэлектрика между гранулами, $\chi = \hbar^{-1}(2m\phi)^{1/2}$ (m — масса электрона, ϕ_0 — эффективная высота потенциального барьера), χ^{-1} — длина затухания волновой функции в диэлектрике.

в) Энергии зарядки E_c , требуемой для перехода электрона из одной нейтральной гранулы в другую с образованием пары противоположно заряженных гранул:

$$E_c \approx \frac{e^2}{d\kappa} \approx \frac{e^2}{2C} \quad (3.14)$$

(κ — диэлектрическая постоянная, C — электрическая емкость гранул).

г) Тепловой энергии, равной $\sim kT$.

д) Энергии джозефсоновской связи между гранулами:

$$E_j = \frac{\pi\hbar}{4e^2 R_N} \Delta(T) \operatorname{th} \frac{\Delta(T)}{2kT}, \quad (3.15)$$

где $\Delta(T)$ —зависящая от температуры сверхпроводящая щель, R_N — туннельное сопротивление между гранулами, определяемое выражением

$$\frac{1}{R_N} = \frac{e^2}{\hbar} \frac{\hbar\omega_i}{E_a}. \quad (3.16)$$

Энергия E_a представляет собой характерную энергию рассогласования уровней в смежных гранулах и может определяться расщеплением уровней в малых гранулах, эффектами зарядки и другими причинами [22, 84—86].

Квантовое туннелирование происходит между состояниями с одинаковой энергией. Рассогласование уровней в смежных гранулах оказывает малое влияние на проводимость при слабых барьерах (малых s) или высоких температурах, когда $\hbar\omega_i, kT \gg E_a$. В этом случае электроны в ГМ распространяются довольно свободно посредством неактивированного туннелирования. При достаточно низких температурах ($E_j \gg kT$) в таких системах устанавливается глобальная сверхпроводящая фазовая когерентность посредством джозефсоновской связи между гранулами. В общем случае свойства ГМ со слабыми барьерами близки к свойствам однородных грязных металлов.

Неоднородность ГМ существенно проявляется при достаточно мощных барьерах между гранулами. По мере увеличения s несовпадение уровней начинает существенно влиять на процессы перескоков электронов при низких температурах. В этом случае необходимая для компенсации рассогласования уровней энергия E_a приобретает благодаря термической активации. Туннелирование становится активированным, и вероятность его определяется выражением

$$P \sim e^{-2\chi s} e^{-E_a/kT}. \quad (3.17)$$

Для гранулированных пленок переход к активированной проводимости происходит при $R_{\square} \gtrsim 20\text{--}30$ кОм [9, 10]. При этом проводимость приобретает прыжковый характер. Особенности ПМИ и прыжковой про-

димости в ГМ привлекают в последние годы большой интерес (см. [10, 20, 27, 28, 82, 87] и ссылки в работах).

Усиление локализации электронов в гранулах при увеличении толщин диэлектрических прослоек между ними сопровождается существенными изменениями сверхпроводящих свойств ГМ. Прежде всего следует учесть, что в малых гранулах квантовое расщепление уровней может привести к размытию сверхпроводящей щели и подавлению сверхпроводимости. Этим эффектом можно пренебречь в достаточно больших гранулах, для которых $\delta E \ll kT_c$. Это условие с учетом (3.12) можно переписать в виде [85]

$$d \gg d_0 = \left(\frac{1}{N(E_F) kT_c} \right)^{1/3} \quad (3.18)$$

($d_0 \approx 3$ нм для типичных металлов). Таким образом, для связанной системы гранул с $d \leq d_0$ увеличение s влияет как на параметр порядка, так и на фазовую когерентность электронов. Сверхпроводящие свойства систем с $d \gg d_0$ определяются в первую очередь фазовой когерентностью

между гранулами. Для таких систем сверхпроводящий переход нередко имеет двухступенчатый характер (рис. 10). При понижении температуры сначала происходит заметное уменьшение сопротивления при температуре T_{c0} , соответствующей переходу гранул в сверхпроводящее состояние. Окончательное падение сопротивления до нуля происходит при некоторой температуре $T_c < T_{c0}$ после установления глобальной фазовой когерентности между гранулами посредством джозефсоновского туннелирования.

При увеличении толщин s диэлектрических прослоек между гранулами (т. е. по мере приближения к ПМИ) все более затрудняется установление глобальной фазовой когерентности при понижении температуры, что приводит к уменьшению наблюдаемой величины T_c . Такое поведение, вполне понятное на качественном уровне, с трудом поддается количественному описанию для реальных ГМ. Это связано с трудностями теоретического учета всех особенностей микроструктуры реальных ГМ, которые к тому же в большинстве случаев плохо известны. Поэтому используют различные идеализированные модели строения ГМ.

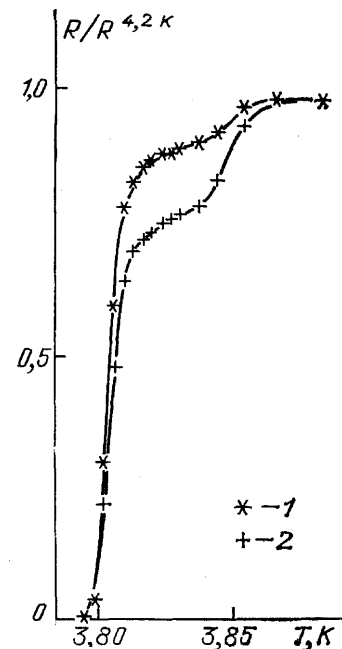


Рис. 10. Резистивные переходы двух пленок системы Sn—Ge с $R_{\square} = 1,92$ Ом (1) и 2,08 Ом (2) при $T = 4,2$ К [88]

В качестве первого приближения обычно рассматривают правильную трехмерную или двумерную решетку гранул одинакового размера, разделенных диэлектрическими прослойками одинаковой толщины (так называемая XY-модель) [89, 90]. Для такой системы, согласно [89], характерна эффективная длина когерентности $\xi_{\text{eff}}(T)$, которая гораздо меньше длины когерентности $\xi_{\text{GL}}(T)$ (соответствующей свойствам материала гранул), но имеет такую же температурную зависимость. Авторы [89] классифицируют гранулированные системы как «сильносвязанные» или «слабосвязанные» в зависимости от того, выполняются ли соотношения $\xi_{\text{eff}}(T) \gg d$ или $\xi_{\text{eff}}(T) \ll d$. В последнем случае система ведет себя как совокупность нульмерных сверхпроводников. Наличие диэлектрических прослоек приводит к тому, что сверхпроводящий переход наступает при некоторой температуре $T_c < T_{c0}$ (T_{c0} — критическая температура

материала гранул). Сдвиг T_c , характеризуемый величиной $\delta=(T_{c0}-T_c)/T_c$, увеличивается при увеличении s и уменьшении d . Количественные оценки величины δ для случаев $d \gg d_0$ и $d \ll d_0$ приведены в [89]. При низких температурах в таких системах большое влияние должны оказывать квантовые флуктуации фазы, которые могут разрушать фазовую когерентность [84, 90, 91]. Это может привести и к квазивозвратным явлениям (см. раздел 4).

В идеальной системе гранул (например, для ХУ-модели) фазовая когерентность наступает одновременно во всем объеме, а размытие резистивного перехода определяется только влиянием флуктуаций параметра порядка. Реальные ГМ обычно обладают пространственной неоднородностью размеров гранул и толщин s диэлектрических прослоек. Разброс значений s особенно важен, так как вероятность туннелирования экспоненциально зависит от s (см. (3.13) и (3.17)). Для таких систем более подходящей является протекательная модель сверхпроводящего перехода [92, 93]. Согласно [92] при понижении температуры фазовая когерентность устанавливается вначале только в ограниченном количестве сверхпроводящих кластеров, в пределах которых для смежных гранул выполняется условие $E_j \ll kT$. По мере понижения температуры это условие выполняется все для большего количества смежных гранул, сверхпроводящие кластеры растут и при некоторой температуре $T_c < T_{c0}$ образуется бесконечный кластер (т. е. сопротивление системы падает до нуля). Эта картина качественно не изменяется, если при достаточно больших средних значениях s возрастает роль рассогласования уровней энергии между смежными гранулами и джозефсоновская связь между ними устанавливается при выполнении более жесткого условия:

$$E_j \gtrsim kT + E_a. \quad (3.19)$$

Если считать, что рассогласование уровней определяется только эффектами зарядки, то в (3.19) следует положить $E_a = E_c$ [93]. Протекательная модель позволяет качественно объяснить понижение T_c в ГМ при увеличении удельного сопротивления, а также связанное с влиянием неоднородности дополнительное размытие резистивных переходов.

Проведенные исследования позволили установить основные механизмы влияния беспорядка на T_c неоднородных систем. Свойственный реальным материалам статистический разброс основных структурных характеристик (размер и форма сверхпроводящих областей, распределение диэлектрического материала между этими областями) делает необходимым дальнейшее совершенствование протекательных и статистических методов расчетов. Для ГМ актуальным является продолжение экспериментального изучения природы джозефсоновских контактов между гранулами и механизмов прыжковой проводимости на диэлектрической стороне ПМИ.

3.2. Верхнее критическое поле H_{c2} .

3.2.1. Однородные системы. Верхнее критическое магнитное поле H_{c2} весьма чувствительно к беспорядку. Для слаборазупорядоченных сверхпроводников II рода температурная зависимость $H_{c2}(T)$ удовлетворительно описывается теорией Вертхамера, Гельфанда, Хоэнберга (ВГХ) [94], развитой в приближении БКШ на основе уравнений ГЛ. Общая довольно громоздкая формула ВГХ описывает $H_{c2}(T)$ с учетом как орбитального распаривающего воздействия магнитного поля, так и вкладов спин-орбитального взаимодействия и парамагнетизма Паули. При учете только орбитальных эффектов она сводится к:

$$\ln \frac{T}{T_c} = \psi\left(\frac{1}{2}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar/\tau_H}{4\pi kT}\right) \quad (3.20)$$

($\tau_H^{-1} = 2DeH/c$). Это выражение является частным случаем формулы (3.10), описывающей понижение T_c под влиянием распаривающих воздействий, нарушающих симметрию к обращению времени. Выражение (3.20) относится к трехмерным сверхпроводникам или пленкам в перпендикулярном магнитном поле. Важным параметром теории ВГХ является наклон кривой $H_{c2}(T)$ при $T=T_c$:

$$\left. \frac{dH_{c2}(T)}{dT} \right|_{T=T_c} = H'_{c2}(T_c) = -\frac{4kc}{\pi eD} = -\frac{4}{\pi} kc\rho N(E_F). \quad (3.21)$$

Отсюда видно, что экспериментальные значения $H_{c2}(T)$ можно использовать для определения коэффициента диффузии D или плотности состояний $N(E_F)$.

При обсуждении зависимостей $H_{c2}(T)$ удобно пользоваться безразмерным критическим полем:

$$h_{c2}(t) = \frac{H_{c2}(t)}{-(dH_{c2}/dt)_{t=1}}, \quad (3.22)$$

где $t=T/T_c$. В этом случае выражению (3.20) соответствует универсальная кривая $h_{c2}(t)$ (штриховая линия на рис. 11). При $t=0$ эта функция принимает значение $h_{c2}(t) \approx 0,693$, а значения ее производной при $t=0$ и $t=1$ равны, соответственно, 0 и -1 . Из этого следует, что функция $h_{c2}(t)$ и, соответственно, зависимости $H_{c2}(T)$ в модели ВГХ всегда обладают только отрицательной кривизной.

Теория ВГХ создана в рамках модели БКШ и не учитывает возможного влияния ЭЭВ и ЭФВ. Например, в [96] показано, что даже для слабых сверхпроводников влияние ЭЭВ и ЭФВ может приводить к существенной перенормировке предельного поля Паули $H_p \approx \approx kT_c/\mu_B$ (μ_B — магнетон Бора). Это приводит к перенормировке некоторых параметров теории ВГХ. Для сильносвязанных сверхпроводников возможно усиление H_{c2} за счет ЭФВ [97, 98]. Этот эффект мы рассмотрим ниже.

Эксперименты свидетельствуют, что при усилении беспорядка наряду с уменьшением T_c происходит и изменение поведения за-

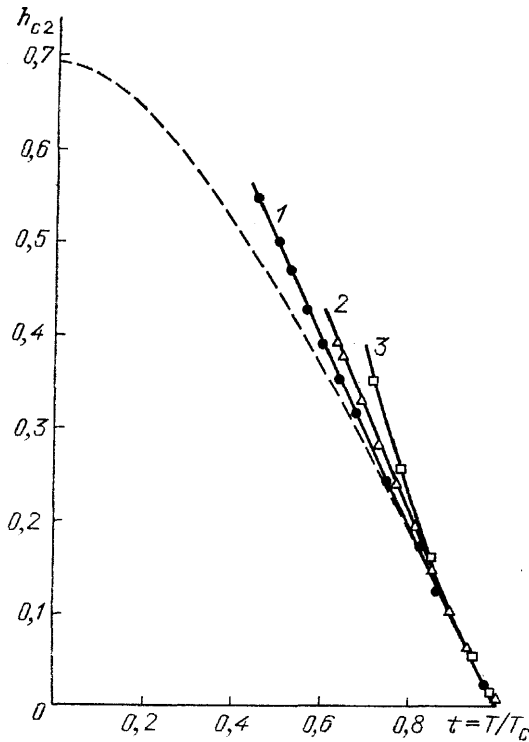


Рис. 11. Зависимость $h_{c2}(t)$ для трех пленок аморфного V_i со значениями R_{\square} (кОм): 0,2 (1), 0,36 (2) и 0,85 (3) [95]. Штриховая линия соответствует теории ВГХ [94]

висимостей $H_{c2}(T)$ [44, 59, 95, 98—102]. В частности, для неупорядоченных сверхпроводников характерны повышенные, по сравнению с предсказаниями стандартной теории ВГХ [94], значения H_{c2} при $T \ll T_c$ [98—102]. Особый интерес вызывают наблюдения положительной кривизны кривых $H_{c2}(T)$ [44, 95, 102] (см. рис. 11, 12), совершенно не укладывающейся в рамки теории ВГХ. Если сначала появление поло-

жительной кривизны кривых $H_{c2}(T)$ объясняли только влиянием концентрационной, структурной и прочих неоднородностей образцов [100], то сейчас считается, что такое поведение характерно и для однородных неупорядоченных металлов.

Рассмотрим известные теоретические работы, посвященные влиянию беспорядка на H_{c2} . Для слабого беспорядка ($\lambda \ll 1$) учет эффектов СЛ и ЭЭВ [3—5] в рамках подхода [57], приведшего к выражению (3.5) для T_c позволяет получить для двумерных сверхпроводников [103]:

$$\ln \frac{T}{T_{c0}} = \psi\left(\frac{1}{2}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar/\tau_H}{4\pi kT}(1 - \lambda b)\right) - \frac{g\lambda}{2} b^2 - g\lambda b \left[\psi\left(\frac{1}{2}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar/\tau_H}{4\pi kT}\right) \right] - \frac{g\lambda}{3} b^3 - g\lambda b^2 \left[\psi\left(\frac{1}{2}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar/\tau_H}{4\pi kT}\right) \right]. \quad (3.23)$$

При $\lambda=0$ это выражение сводится к (3.20), а при $H=0$ — к выражению (3.5). Из (3.23) можно получить:

$$H'_{c2}(T_c) \approx -\frac{4ck}{\pi eD}(1 + \lambda b). \quad (3.24)$$

Таким образом, усиление беспорядка приводит к повышению наклона кривой $H_{c2}(T)$ при $T=T_c$ (ср. (3.21)). Помимо этого теория [103] предсказывает появление положительной кривизны кривых $H_{c2}(T)$ при усилении беспорядка. Качественное согласие с [103] было найдено в [59, 102] при не слишком низких температурах. Влияние слабого беспорядка на H_{c2} в двумерных системах было рассмотрено также в [104].

Теории [103, 104] справедливы при слабом беспорядке ($\lambda \ll 1$) и предсказывают незначительное повышение $H'_{c2}(T_c)$ в неупорядоченных системах. Ряд теорий развит для сильного беспорядка ($\lambda \sim 1$). Например, в работе [105] для трехмерных сверхпроводников на основе подхода, развитого в [61] (см. раздел 3.1.1-2), утверждается, что магнитное поле, ослабляя локализацию электронов и уменьшая удельное сопротивление ρ , должно приводить к уменьшению кулоновского псевдопотенциала и соответствующему увеличению T_c . Это должно приводить к повышению значений H_{c2} и отклонению зависимостей $H_{c2}(T)$ от теории ВГХ вплоть до появления положительной кривизны этих зависимостей. Теория [105] существенно основана на наличии отрицательного магнитосопротивления и позволяет только качественное сравнение с экспериментом.

Развитая в рамках модели БКШ теория ВГХ, по-видимому, не совсем применима для сверхпроводников с сильным ЭФВ. Между тем, как показано выше, ЭФВ усиливается по мере увеличения беспорядка и оказывает значительное влияние на T_c . Можно полагать, что сильное ЭФВ должно влиять и на величину H_{c2} . В работе [97] для объяснения

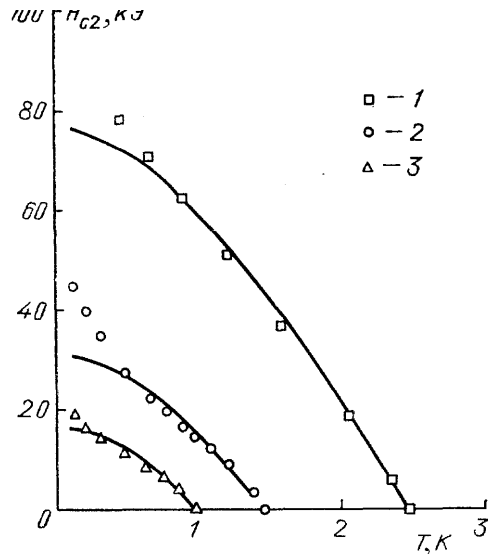


Рис. 12. Зависимости $H_{c2}(T)$ для пленок смесей In—InO различного состава с R_{\square} (кОм) $\approx 3,5$ (1), 4,6 (2) и 5,65 (3) при $T = 10$ К [44]. Толщины всех пленок ~ 10 нм

повышенных значений и затягивания до низких температур линейной части зависимостей $H_{c2}(T)$ аморфных сплавов на основе РЬ и Вi была предпринята модификация теории ВГХ (в приближении сильного спин-орбитального взаимодействия), учитывающая сильное ЭФВ в этих сплавах. Согласно [97], влияние сильного ЭФВ должно приводить к перенормировке наклона кривых $H_{c2}(T)$ при $T=T_c$:

$$H'_{c2}(T_c) = -\alpha(1 + \lambda_{ep}) \frac{4kc}{\pi e D}, \quad (3.25)$$

где $\alpha \approx 1$, λ_{ep} — константа ЭФВ (см. (3.2)). В работе [106] показано, что для сверхпроводников с сильным ЭФВ наряду с повышением $H'_{c2}(T_c)$ следует ожидать и появления положительной кривизны зависимостей $H_{c2}(T)$ при достаточно больших λ_{ep} . Согласно [106] при $\lambda_{ep} \gg 1$ справедливо $h_{c2}(0) \approx 0,45\lambda_{ep}^{1/2}$, так что при $\lambda_{ep} \gg 4$ получается $h_{c2}(0) \gg 1$, т. е. появляется положительная кривизна. Это качественно соответствует экспериментальным результатам [95]. Развитие теории ВГХ на случай сильного ЭФВ было проведено в [107], но без учета эффектов локализации. Для более полного понимания влияния ЭФВ на H_{c2} , особенно в условиях сильного беспорядка ($\lambda \sim 1$), необходимы дальнейшие исследования.

В работах [62, 68, 69] (упомянутых выше при обсуждении влияния беспорядка на T_c) были рассмотрены также зависимости $H_{c2}(T)$ вблизи порога подвижности при переходе Андерсона ($\lambda \sim 1$). В стандартной теории грязных сверхпроводников вблизи T_c справедливо выражение:

$$H_{c2}(T) = \frac{4ckT}{\pi De} \varepsilon = \frac{\Phi_0}{2\pi \xi_{GL}^2(T)}, \quad (3.26)$$

где $\Phi_0 = \pi \hbar^2 / e$ — квант потока, $\varepsilon = \ln(T_c/T)$. Длина когерентности ГЛ определяется выражением

$$\xi_{GL}(T) = \xi_{GL}(0) \varepsilon^{-1/2}, \quad (3.27)$$

где $\xi_{GL}(0) = (\pi D \hbar / 8kT_c)$. Согласно [62] достаточно близко к порогу подвижности (на металлической стороне ПМИ) в формуле (3.26) вместо $\xi_{GL}^2(0)$ нужно использовать

$$\tilde{\xi}_{GL}^2(0) \approx \xi_{GL}^2(0) (k_F \xi_l)^{-1}, \quad (3.28)$$

где ξ_l — корреляционная длина перехода Андерсона, определяемая (для трехмерных систем) выражением [62]:

$$\xi_l = k_F^{-1} \left| 1 - \frac{\sigma}{\sigma_c} \right|^{-\nu}, \quad (3.29)$$

где $\nu \ll 1$ — критический индекс, σ — проводимость, σ_c — проводимость на пороге подвижности, по порядку величины равная минимальной металлической проводимости по Мотту [1] $\sigma_{\min} \approx e^2 k_F / \pi^3 \hbar$. По мере увеличения беспорядка ξ_l возрастает, что должно приводить к уменьшению $\tilde{\xi}_{GL}(0)$ и к соответствующему увеличению $H_{c2}(T)$ и $H'_c(T)$. Помимо этого согласно [62, 68] при приближении к порогу подвижности отрицательная кривизна зависимостей $H_{c2}(T)$ должна сменяться положительной. Это качественно согласуется с результатами [95]. Сравнение экспериментальных результатов с теориями [62, 68] затрудняется значительной неопределенностью величин σ_c и ν .

В большинстве известных экспериментальных и теоретических работ основное внимание уделялось возрастанию H_c и $H'_{c2}(T)$ при усилении беспорядка. Между тем, как и для T_c , при достаточно большом

беспорядке должно происходить уменьшение H_{c2} , что и наблюдалось в [44] (см. рис. 12). Из (3.21) и (3.26) следует, что понижение H_{c2} может быть связано с уменьшением $N(E_F)$ при приближении к ПМИ. Эти формулы справедливы, однако, только при слабом беспорядке (и, во всяком случае не вблизи ПМИ). Понижение H_{c2} вблизи ПМИ рассмотрено в [69], но в целом эта проблема почти не затронута.

Известные эксперименты показывают, таким образом, что по мере усиления беспорядка поведение $H_{c2}(T)$ все более отличается от поведения классических грязных сверхпроводников. Ряд этих отличий (например, положительная кривизна кривых $H_{c2}(T)$, до сих пор не получили однозначного объяснения. Недостаточно исследованы также влияние ЭФВ на $H_{c2}(T)$ и понижение $H_{c2}(T)$ вблизи ПМИ. Весьма актуальным является продолжение исследований этих вопросов.

3.2.2. Неоднородные системы. Влияние неоднородности на поведение $H_{c2}(T)$ экспериментально исследовалось для следующих систем: 1) аморфные сплавы с предполагаемым наличием структурной, концентрационной, фазовой или иной неоднородности [100, 101]; 2) гранулированные металлы [108, 109]; 3) протекательные системы (беспорядочные смеси металла и диэлектрика или несплошные пленки [108—111]).

Для аморфных сплавов влияние неоднородности привлекалось для объяснения повышенных значений $H_{c2}(T)$ при $T \ll T_c$. При этом считается, что неоднородность проявляется в масштабе длин порядка $\xi_{GL}(0)$ (~ 10 нм). При обсуждении наблюдаемых отклонений от теории ВГХ и численных расчетах использовались различные модельные статистические распределения величин D , σ или T_c [100, 101, 112]. Расчеты типа [100, 112] носят, однако, лишь моделирующий характер, так как точный характер и масштаб неоднородности аморфных сплавов обычно неизвестны.

Для ГМ, состоящих из примерно одинаковых гранул, можно, в соответствии со сказанным в разделе 3.1.2, легко выделить два предельных случая поведения $H_{c2}(T)$. При малых толщинах s диэлектрических прослоек между гранулами ГМ ведут себя как обычные однородные грязные сверхпроводники. В этом случае $H_{c2}(T)$ описывается выражением (3.20). При этом могут проявляться и слабые отклонения от теории ВГХ, связанные с эффектами СЛ и ЭЭВ [103]. В случае больших s джозефсоновская связь между гранулами может быть настолько ослаблена, что они в значительной степени являются независимыми друг от друга нульмерными сверхпроводниками [89] (условие нульмерности: $\xi_{GL}(T) > d$). В таких условиях магнитное время распаривания в формуле (3.20) записывается в виде [70]:

$$\tau_H = 0, 1\pi^2\hbar D \left(\frac{H}{\Phi_0}\right)^2 d^2 \quad (3.30)$$

(d —диаметр гранул). Из (3.20) и (3.30) следует, что вблизи T_c справедливо:

$$H_{c2} \sim (T_c - T)^{1/2}. \quad (3.31)$$

Такое поведение ГМ наблюдалось в [108, 113]. Поведение $H_{c2}(T)$ в промежуточных состояниях между указанными предельными случаями сильной и слабой джозефсоновской связи между гранулами исследовано до сих пор весьма слабо и с трудом поддается теоретическому описанию. Некоторые экспериментальные результаты и теоретические соображения по этому поводу приведены в [108, 109].

Относительно поведения $H_{c2}(T)$ в протекательных структурах (беспорядочные смеси металла и диэлектрика или несплошные пленки) в настоящее время имеются лишь общие теоретические соображения. Согласно [109, 111] сверхпроводящие свойства таких систем определяются отношением двух характерных длин: ξ_p — корреляционная длина про-

текания и $\xi_{\text{eff}}(T)$ — эффективная корреляционная длина сверхпроводимости (которая в неоднородных системах играет роль длины когерентности $\xi_{\text{GL}}(T)$). Для неоднородных систем ($\xi_{\text{eff}}(T) < \xi_p$) выполняется соотношение $H_{c2}(T) = \Phi_0 / 2\pi\xi_{\text{eff}}^2(T)$, которое по форме совпадает с выражением (3.26), но H_{c2} имеет в этом случае другую температурную зависимость. В общем случае вблизи T_c справедливо:

$$H_{c2}(T) \sim \varepsilon_{\text{eff}}^2(T) \sim (T_c - T)^\theta, \quad (3.32)$$

где критический индекс $\theta=1$ для однородных систем. Для протекательных систем $\theta < 1$, причем по мере усиления неоднородности и уменьшения размеров сверхпроводящих кластеров величина θ стремится к 0,5.

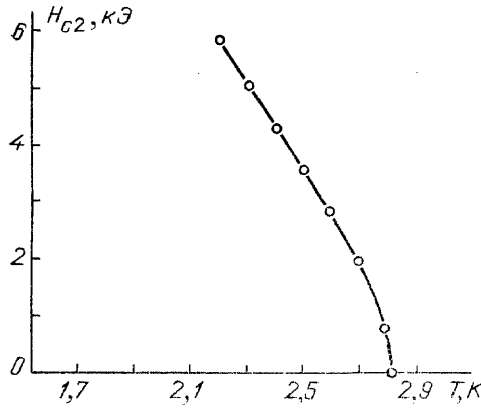


Рис. 13. Температурная зависимость H_{c2} неоднородной пленки In—Ge толщиной 200 нм ($\rho_n = 5 \cdot 10^{-4}$ Ом·см) [109]

Случай $\theta=0,5$ (как указано выше) характерен для систем слабосвязанных гранул или островков с размерами $d < \xi_{\text{GL}}(T)$ (см. (3.31)). Соотношение (3.32) с $0,5 < \theta < 1$ также находит подтверждение в экспериментах [95, 108, 109]. Существенно, что при $0,5 \leq \theta < 1$ зависимость $dH_{c2}/dT \sim (T_c - T)^{\theta-1}$ расходится при $T \rightarrow T_c$. Поэтому, если кривая $H_{c2}(T)$ трехмерных образцов (или пленок в перпендикулярном поле) приближается к T_c с бесконечным наклоном (рис. 13), то это является несомненным признаком влияния неоднородности на сверхпроводящие свойства.

Достигнутый уровень понимания поведения $H_{c2}(T)$ неоднородных систем нельзя считать удовлетворительным. Он может, однако, послужить хорошей основой для дальнейшего изучения этого интересного вопроса.

3.3. ФЛУКТУАЦИОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ВЫШЕ T_c . Рассмотрим вначале флуктуационные свойства двумерных систем при слабом беспорядке ($\lambda < 1$). Флуктуационная проводимость возрастает при приближении к T_c и зависит от соотношения характерных времен релаксации электронов: времени τ_ϕ релаксации фазы, времени $\tau_T = \hbar/kT$ (связанного с ЭЭВ) и времени τ_{GL} релаксации параметра порядка:

$$\frac{1}{\tau_{\text{GL}}} = \frac{8kT}{\pi\hbar} \varepsilon, \quad (3.33)$$

где $\varepsilon = \ln(T/T_c)$. Время τ_{GL} связано с $\xi_{\text{GL}}(T)$ соотношением: $\xi_{\text{GL}} = (D\tau_{\text{GL}})^{1/2}$ (см. (3.27)). Будем полагать, что выполнены условия проявления квантовых поправок к проводимости ($\tau_{\text{GL}}^{-1}, \tau_\phi^{-1}, \tau_T^{-1} \ll \tau^{-1}$) [4].

Вблизи T_c при $\varepsilon \ll 1$ ($\tau_{\text{GL}}^{-1} \ll \tau_T^{-1}$) Флуктуационная проводимость определяется поправками Асламазова—Ларкина (АЛ) [114] и Маки—Томпсона (МТ) [71,72]:

$$\Delta\sigma_{\text{AL}} = \frac{e^2}{16\hbar} \frac{1}{\varepsilon}, \quad (3.34)$$

$$\Delta\sigma_{\text{MT}} = \frac{e^2}{8\hbar} \frac{1}{\varepsilon - \delta} \ln \frac{\varepsilon}{\delta}, \quad (3.35)$$

где $\delta = \ln(T_{c0}/T_c)$ и определяется временем τ_ϕ (см. (3.9)). Поправка АЛ связана с наличием флуктуационных куперовских пар, а поправка МТ—

с взаимодействием квазичастиц с флуктуационными парами. Поправка АЛ преобладает вблизи T_c при $\varepsilon \ll \delta$ ($\tau_{GL}^{-1} \ll \tau_\phi^{-1}$). Если ε и δ одного порядка, то следует учитывать обе поправки. По мере удаления от T_c вклад механизма АЛ убывает, а механизма МТ возрастает. Усиление процессов фазовой релаксации при увеличении беспорядка (возрастание τ_ϕ^{-1}) приводит к расширению температурной области преобладающего влияния поправки АЛ [50].

Выражения (3.34) и (3.35) справедливы при $\varepsilon, \delta \ll 1$. Достаточно далеко от T_c при $\varepsilon \gg \delta$ вкладом поправки АЛ можно пренебречь, а поправка МТ записывается в следующем виде [115]:

$$\Delta\sigma_{MT} = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \beta(T) \ln \frac{\tau_\phi}{\tau_T}. \quad (3.36)$$

Функция $\beta(T)$ возрастает при приближении к T_c ; $\beta(T) \sim 1/\varepsilon^2$ при $\varepsilon \gg 1$ [115]. Формула (3.36) выведена в приближении $\tau_\phi^{-1} < \tau_T^{-1}$, т. е. в условиях справедливости квазичастичного описания в теории ферми-жидкости [4]. Вывод общего выражения для поправки МТ, справедливого в широкой температурной области выше T_c , а также учет сильного влияния фазовой релаксации (для случая, когда τ_ϕ^{-1} и τ_T^{-1} становятся одного порядка величины) проведены в [116, 117].

В работах [4, 117, 118] показано, что при $\varepsilon \gg \delta$ наряду с поправкой МТ следует учитывать и так называемую куперовскую поправку, связанную с изменением плотности состояний в неупорядоченных системах в результате влияния ЭЭВ. Эта поправка имеет характерную температурную зависимость: $\Delta\sigma_c \sim \ln \varepsilon$. Согласно [4, 118]

$$\Delta\sigma_c = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \ln \frac{\ln(\hbar/kT_c\tau)}{\varepsilon}. \quad (3.37)$$

Куперовская поправка противоположна по знаку с поправками АЛ и МТ. Относительный вклад ее в флуктуационную проводимость возрастает при удалении от T_c и простирается до $\varepsilon \gg 1$. Влияние куперовской поправки при $T \gg T_c$ на проводимость неупорядоченных пленок было отмечено в [119, 120].

Зависимости (3.34)—(3.37) справедливы для слабого беспорядка. Изменения поведения флуктуационной проводимости по мере приближения к ПМИ исследовано в гораздо меньшей степени, чем для T_c и H_{c2} . Из общих соображений можно полагать, что усиление беспорядка должно повышать вклад куперовской поправки (при $T \gg T_c$). Можно также утверждать, что усиление процессов фазовой релаксации при приближении к ПМИ [26, 73—76] ведет к уменьшению вклада поправки МТ и расширению области влияния поправки АЛ. Такое поведение наблюдалось в [79].

Распаривающее влияние процессов фазовой или неупругой релаксации электронов (см. раздел 3.1.1-2) может, согласно [121], оказывать заметное влияние на флуктуационную проводимость при $\varepsilon \gg \delta$ в случае, если δ зависит от температуры. Из (3.9) следует, что $\delta \sim T^{p-1}$ (где p — целочисленный показатель в зависимости $\tau_\phi^{-1} \sim T^p$). В ряде случаев величина p превышает единицу. Например, $p=2, 3$ или 4 для различных механизмов релаксации за счет ЭФВ [77, 79]. В таких случаях δ увеличивается с повышением температуры, что приводит к понижению T_c (см. (3.9) или (3.10)) и соответствующему увеличению эффективных значений $\varepsilon = \ln(T/T_c(T))$ (T_c становится функцией температуры). Это может привести к дополнительному (по сравнению с ожидаемым при использовании формул (3.34)—(3.37)) уменьшению флуктуационной проводимости при повышении температуры (см. обсуждение и вероятное наблюдение этого эффекта в [79]).

Для аморфных металлов с очень малой упругой длиной l рассеяния электронов наблюдается следующее явление, несомненно связанное с влиянием беспорядка. Обнаружено, что соответствующие механизму АЛ температурные зависимости флуктуационной проводимости $\Delta\sigma_n(\epsilon)$ выполняются только до $\epsilon^* \approx 0,05—0,1$. Это эффект наблюдался как для трехмерных [122, 123], так и двумерных систем [79]. При $\epsilon \geq \epsilon^*$ зависимости $\Delta\sigma_n(\epsilon)$ соответствуют $\Delta\sigma_n \approx \exp(-\epsilon/\epsilon_0)^{1/2}$ для трехмерных систем и $\Delta\sigma_n \approx \exp(-\epsilon/\epsilon_0)$ для пленок. Величина ϵ_0 составляет 0,1—0,4. Таким образом, при $\epsilon > \epsilon^*$ наблюдается ускоренное, по сравнению с теорией АЛ, убывание $\Delta\sigma_n$ с повышением температуры при не очень большом удалении от T_c . Приемлемого объяснения этого эффекта еще нет (см. обсуждение в [79]).

Поправка АЛ для двумерных систем не зависит явным образом от беспорядка. Для трехмерных систем, однако, $\Delta\sigma_{AL} \sim 1/\xi_{GL}(T)$. В этом случае, учитывая предсказываемое в [62, 68, 69] уменьшение длины когерентности по мере приближения к ПМИ (см. (3.28)), можно, согласно [68, 124], ожидать усиления влияния флуктуаций и расширения области сильных критических флуктуаций вблизи T_c (области Гинзбурга). Поэтому сверхпроводящий переход неупорядоченной системы вблизи ПМИ может быть аналогичен λ -переходу в жидком гелии [68]. Вблизи порога подвижности на флуктуационную проводимость могут также оказывать сильное влияние пространственные флуктуации параметра порядка [125]. Экспериментальные исследования этих ожидаемых эффектов вблизи ПМИ еще не проводились.

В неоднородных системах (см. раздел 3.1.2) сверхпроводимость при понижении температуры устанавливается вначале только в ограниченном количестве локальных областей, между которыми отсутствует фазовая когерентность (локальная сверхпроводимость). Интервал между температурой появления локальной сверхпроводимости и температурой установления глобальной фазовой когерентности по всей протяженности неупорядоченной системы зависит от степени неоднородности. При достаточно большой неоднородности глобальная фазовая когерентность может отсутствовать даже при $T=0$. Это приводит к существенному размыванию резистивных кривых сверхпроводящего перехода.

В работе [126] было проведено моделирование зависимостей $R(T)$ размываемых сверхпроводящих переходов в ГМ на основе протекательной модели [92, 93]. При этом полагалось, что ГМ состоит из примерно одинаковых гранул, размеры которых удовлетворяют условию (3.18), со значительным разбросом толщин диэлектрических прослоек между ними. Вид кривых $R(T)$ в этой модели существенно зависит от предполагаемого конкретного характера статистического разброса туннельных сопротивлений между гранулами (см. (3.16)), который затруднительно или даже невозможно определить экспериментально. Качественное согласие с [126] было продемонстрировано в [88] для пленок Sn—Ge.

С влиянием неоднородности может быть связано изменение размерности сверхпроводящих флуктуаций (кроссовер) при $T > T_c$. Рассмотрим этот эффект на примере ГМ. Согласно [89], ГМ с примерно одинаковым размером гранул d ведут себя как однородные при $\xi_{\text{eff}}(T) \gg d$, где $\xi_{\text{eff}}(T) = \xi_{\text{eff}}(0)\epsilon^{-1/2}$ — эффективная длина когерентности. В этом случае для флуктуационной проводимости пленок при $\epsilon \ll 1$ справедливо выражение (3.34). При $\xi_{\text{eff}}(T) \leq d$ система ведет себя как совокупность слабо-связанных нульмерных сверхпроводников (см. разделы 3.1.2 и 3.2.2), для которых флуктуационная проводимость определяется выражением [89]:

$$\frac{\Delta\sigma_{fl}}{\sigma_n} = \left(\frac{\epsilon_{c0}}{\epsilon} \right)^2, \quad (3.38)$$

где v_n — нормальная проводимость, $\epsilon_{c0}=(d_0/d)^{3/2}$ —критическая область Гинзбурга для нульмерного сверхпроводника, d_0 определяется выражением (3.18). Так как $\xi_{\text{eff}}(T)$ уменьшается при удалении от T_c , то в области $\epsilon \approx \epsilon_t = \xi_{\text{eff}}^2(0)/d^2$ можно ожидать изменения температурной зависимости флуктуационной проводимости $\Delta\sigma_n(\epsilon)$. При $\epsilon \ll \epsilon_t$ флуктуационная проводимость пленок должна соответствовать выражению (3.34), т. е. $\Delta\sigma_n(\epsilon) \sim 1/\epsilon$, а при $\epsilon \gg \epsilon_t$ должен происходить переход к $\Delta\sigma_n(\epsilon) \sim 1/\epsilon^2$. Такого рода переход был предсказан в [89] и экспериментально подтвержден в [127]. В работе [113] для гранулированных пленок In было

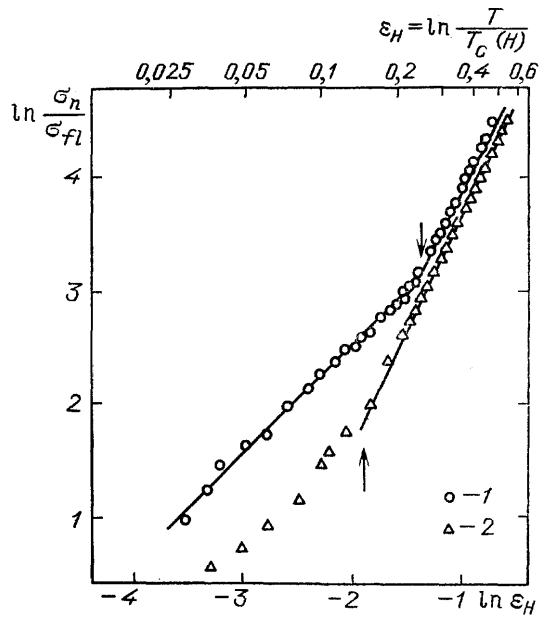


Рис. 14. Влияние перпендикулярного магнитного поля на флуктуационную проводимость выше T_c гранулированной пленки In (толщиной ≈ 7 нм) [113]. Экспериментальные точки соответствуют значениям поля $H=0$ (1) и 36 кЭ (2). Наклоны прямых линий соответствуют зависимостям $\Delta\sigma_n \sim 1/\epsilon_H$ и $\Delta\sigma_n \sim 1/\epsilon_H^2$. Стрелки обозначают величины ϵ_H соответствующие изменению размерности флуктуаций

обнаружено, что магнитное поле уменьшает величину ϵ_t (рис. 14) и увеличивает величину ϵ_{c0} , т. е. уменьшает температурную область существования двумерных флуктуаций, что соответствует предсказанному в [128, 129] изменению размерности флуктуаций в магнитном поле на две единицы.

Из вышеизложенного следует, что наибольшие успехи, достигнутые в последние годы в области флуктуационной проводимости неупорядоченных систем, связаны с развитием теории СЛ и ЭЭВ [3—5, 115, 118], т. е. для слабого беспорядка. Изучение флуктуационной проводимости при достаточно сильном беспорядке вблизи ПМИ по существу только начато и остается весьма актуальным.

4. Возвратные явления в сверхпроводимости неоднородных систем.

В предыдущих разделах показано, что нарушение глобальной фазовой когерентности электронов в неоднородных системах, состоящих из слабосвязанных сверхпроводящих областей, приводит к подавлению эффектов сверхпроводимости. Конкуренция сверхпроводимости и локализации электронов в таких системах может при определенных условиях приве-

сти к возврату из сверхпроводящего в нормальное состояние при понижении температуры. Впервые это влияние было рассмотрено в теоретических работах [84, 91] для ГМ. Первое экспериментальное наблюдение подобного поведения для ГМ было отмечено в [130] еще до появления вышеуказанных теорий. Затем оно многократно наблюдалось для гра-

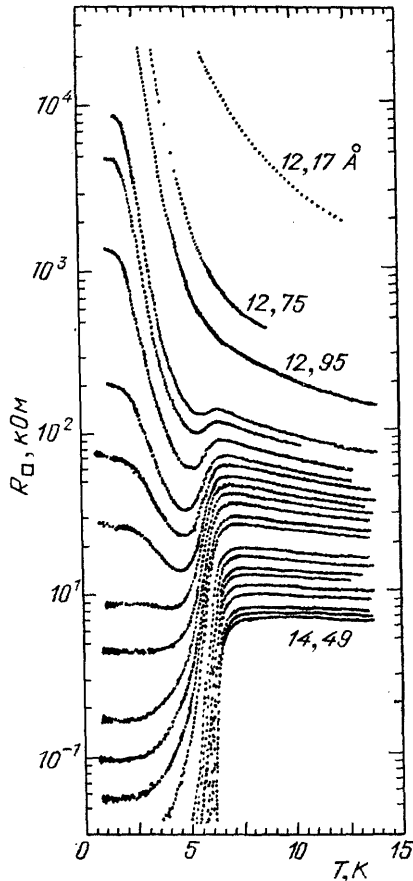


Рис. 15. Изменение зависимостей $R_{\square}(T)$ для холодноосажденных пленок Ga при ступенчатом увеличении их средней толщины с приращениями $0,05-0,1 \text{ \AA}$ [29]

гранулах является энергия зарядки E_c (см. (3.14)), то в такой системе при достаточно низких температурах глобальная фазовая когерентность устанавливается при $E_j > E_j^c = E_c/z$, где z — число ближайших соседей. В работах [90, 91, 136—140] при различных вариантах учета флуктуаций заряда и фазы показано, что в такой модели возможны эффекты возврата для систем с $E_j \approx E_j^c$. Для двумерных систем [136, 138, 139] эффекты возврата можно связать с влиянием термически возбужденных пар вихрь—антивихрь (эффект Костерлица — Таулесса — Березинского [141, 142]). Результаты [90, 91, 136—140] весьма чувствительны к беспорядку (т.к. пространственным флуктуациям размеров гранул и туннельных сопротивлений R_N между ними), поэтому, как отмечено в [31, 90] маловероятно, что они применимы для реальных ГМ.

Свойствам реальных ГМ более соответствуют теории [84, 126]. В работе [84] учтено влияние квазичастичного туннелирования, которое при $T \neq 0$ может компенсировать влияние энергии зарядки. Этот эффект

Явления возврата фиксируются в виде минимума сопротивления при $T < T_{c0}$ (T_{c0} — критическая температура однородного материала), причем сопротивление в точке минимума обычно не равно нулю (поэтому этот эффект называют и квазивозвратным). Среди известных экспериментальных работ следует выделить такие, в которых контролируемым образом проводилось изменение прочности джозефсоновской связи между гранулами или островками [29, 130, 133]. В ряде случаев это дает возможность проследить за появлением и эволюцией возвратных эффектов при переходе от однородного металла к неоднородному изолятору (состоящему из полностью изолированных друг от друга сверхпроводящих гранул или островков). В работе [29] это достигалось путем контролируемого изменения средней толщины ультратонких пленок (рис. 15), а в [133] аналогичный эффект достигался посредством изменения приложенного к гранулированной пленке напряжения V (рис. 16).

Теоретическая возможность явлений возврата в ГМ была рассмотрена прежде всего для правильной решетки гранул с одинаковыми туннельными барьерами [84, 90, 91, 136—140]. Если основной причиной рассогласования энергетических уровней в смежных

и следующий из него механизм возврата можно качественно описать, используя соотношение неопределенности для числа квазичастиц N в грануле и фазы ϕ :

$$\Delta N \cdot \Delta \phi \gg 1. \tag{4.1}$$

Если E_c одного порядка с kT_{c0} , то при $T \gg T_{c0}$ ГМ не обладает активированной проводимостью. При понижении температуры для всех смежных гранул может выполняться условие $E_j > E_c + kT$ (ср. с (3.19)) и в системе

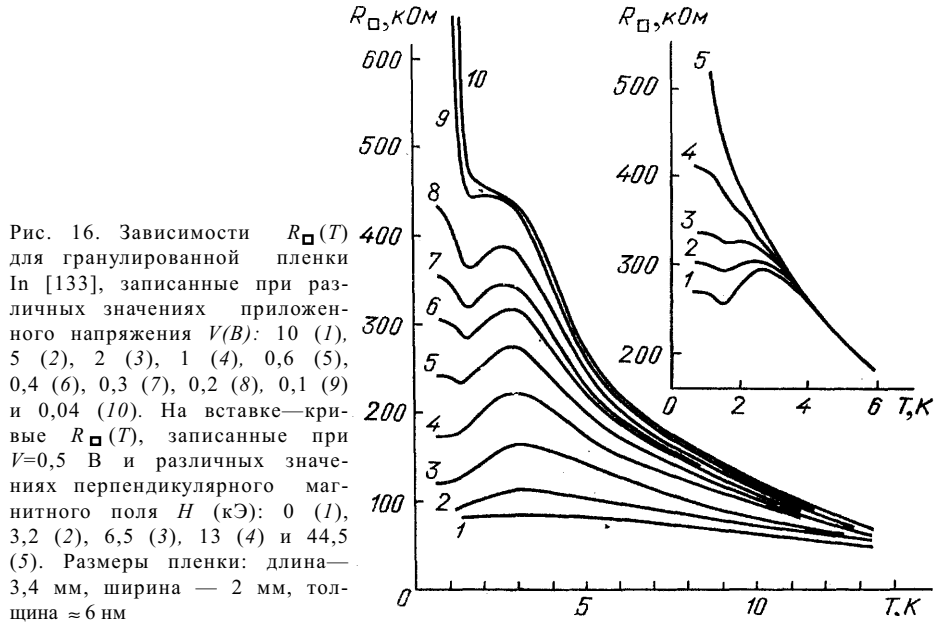


Рис. 16. Зависимости $R_{\square}(T)$ для гранулированной пленки In [133], записанные при различных значениях приложенного напряжения $V(B)$: 10 (1), 5 (2), 2 (3), 1 (4), 0,6 (5), 0,4 (6), 0,3 (7), 0,2 (8), 0,1 (9) и 0,04 (10). На вставке—кривые $R_{\square}(T)$, записанные при $V=0,5$ В и различных значениях перпендикулярного магнитного поля H (кЭ): 0 (1), 3,2 (2), 6,5 (3), 13 (4) и 44,5 (5). Размеры пленки—3,4 мм, ширина — 2 мм, толщина ≈ 6 нм

установится глобальная фазовая когерентность электронов. При дальнейшем понижении температуры неминуемо начнет выполняться условие $E_c \gg kT$, которое означает переход к активированному туннелированию одночастичных возбуждений. В соответствии с (3.17) вероятность такого туннелирования экспоненциально уменьшается с понижением температуры, что согласно (4.1) ведет к уменьшению ΔN и повышению $\Delta \phi$, т. е. к нарушению фазовой когерентности электронов между гранулами. Нарушение фазовой когерентности электронов в смежных гранулах в условиях значительного уменьшения количества неспаренных электронов в сверхпроводящих гранулах по мере понижения температуры означает переход ГМ в диэлектрическое состояние. Таким образом, согласно [84], для ГМ с $E_j \approx E_c$ возможно следующее поведение: при $T > T_{c0}$ ГМ ведет себя как обычный металл, затем при понижении температуры переходит в сверхпроводящее состояние, но при $T \ll T_{c0}$ становится изолятором (т. е. происходит переход сверхпроводник—изолятор).

В условиях полного подавления джозефсоновской связи между гранулами ($E_c \gg E_j$) существенно меняется сам характер активированной проводимости вследствие появления в спектре электронов сверхпроводящей щели $\Delta(T)$ [84]. Эта щель может играть роль диэлектрической щели. В таких условиях, согласно [84], действуют два механизма активированной проводимости: активированное туннелирование куперовских пар и одночастичных возбуждений с энергиями активации, соответственно, $\sim E_c$ и $\sim \Delta(T)$. Определяющий вклад в проводимость дает механизм с меньшей энергией активации. При $E_c \gg \Delta(T)$ основной вклад должны давать перескоки одноэлектронных возбуждений, которые при $T \ll T_{c0}$

определяют зависимость $R(T)$:

$$R(T) \sim e^{\Delta(0)/kT}, \quad (4.2)$$

где $\Delta(0)$ — щель при $T=0$.

В работе [126] при рассмотрении эффектов возврата в ГМ принят во внимание (в соответствии с протекательной моделью [92, 93]) характерный для реальных ГМ статистический разброс размеров гранул и толщин s диэлектрических прослоек между ними. Разброс значений s имеет особое значение для установления фазовой когерентности электронов в ГМ, ведь вероятность туннелирования и, соответственно, E_j экспоненциально зависит от s (см. (3.13) и (3.15)). В соответствии с [92, 93, 126] рассмотрим модельную гранулированную систему, состоящую из примерно одинаковых гранул и обладающую определенным разбросом значений s . Пусть s_m — среднестатистическая величина s . Увеличение s_m приближает систему к ПМИ. При достаточно большой величине s_m система неизбежно оказывается в таком состоянии, что при понижении температуры ниже T_{c0} джозефсоновская связь устанавливается только в определенном количестве не связанных друг с другом сверхпроводящих кластеров. Образование и рост этих кластеров при понижении температуры [92, 93] приводит к уменьшению сопротивления, но при достаточно большом разбросе значений s эти кластеры не могут «закоротить» всю систему даже при $T=0$ (т. е. не образуется бесконечный кластер). Появление минимума на зависимостях $R(T)$ может быть обусловлено возрастанием сопротивления «незакороченных» частей системы с активированной проводимостью. Однако при понижении температуры, в соответствии с [84], может происходить и подавление джозефсоновского туннелирования в пределах сверхпроводящих кластеров.

Основные результаты [84, 126] нашли качественное (и в некоторых случаях количественное) подтверждение в работах [22, 133], в которых для гранулированных пленок In исследовалось влияние на эффекты возврата приложенных напряжения V и перпендикулярного магнитного поля H . Исследовались образцы с примерно одинаковым размером гранул (≈ 6 нм), но с различными величинами s_m . Экспериментальные зависимости $R(T, V, H)$ отражали конкуренцию джозефсоновского и активированного туннелирования. Например, сильное уменьшение R при увеличении V (см. рис. 16) связано с понижением высоты потенциальных барьеров между гранулами. В соответствии с (3.13) это повышает вероятность туннелирования и ослабляет локализацию электронов в гранулах, что должно приводить к усилению фазовой когерентности электронов в смежных гранулах. Поэтому по мере увеличения V появляется связанный с влиянием сверхпроводимости минимум сопротивления (см. рис. 16). При этом магнитосопротивление положительно, а достаточно сильное магнитное поле полностью подавляет минимум сопротивления (см. вставку на рис. 16). Таким образом, магнитное поле подавляет джозефсоновское туннелирование между гранулами. Дальнейшее повышение V сопровождается значительным повышением прохождения через пленку тока I , что приводит к ослаблению эффектов сверхпроводимости: сглаживанию и исчезновению минимума и к уменьшению величины положительного магнитосопротивления. Отметим, что увеличение V действует аналогично описанному в [29—31] влиянию повышения эффективной толщины островковых пленок (рис. 15), которое также способствует усилению джозефсоновской связи между островками.

Эффекты конкуренции локализации и сверхпроводимости проявлялись в [22] также и в переходе от положительного к отрицательному магнитосопротивлению при уменьшении V , повышении H и понижении температуры. Во всех случаях это обусловлено подавлением джозефсоновского туннелирования. Влияние понижения температуры соответству-

ет описанному выше механизму Ефетова [84]. Для образцов с полным подавлением джозефсоновского туннелирования между гранулами переход гранул в сверхпроводящее состояние существенно влияет на температурную зависимость и механизм прыжковой проводимости. При $T < T_{c0}$ наблюдалась зависимость $R(T) \sim \exp(1/T)^{1/2}$ (рис. 17), соответствующая влиянию кулоновской щели [2]. При $T < T_{c0}$ сопротивление гораздо круче возрастает с понижением температуры и при $T \ll T_{c0}$ зависимость $R(T)$ описывается выражением $R(T) \sim \exp(E/kT)$, где энергия E примерно

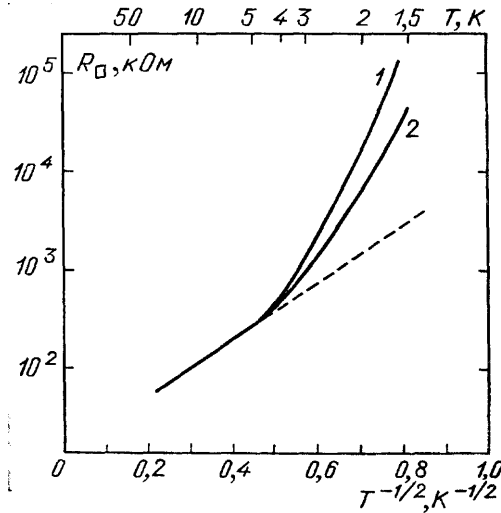


Рис. 17. Зависимость $\lg R_{\square} = f(T^{-1/2})$ для гранулированной пленки In толщиной 5,4 нм при $H=0$ (1) и 43,7 кЭ (2) [22]

равна величине щели $\Delta(0)$ холодноосажденных пленок In. Таким образом, в соответствии с [84], прыжковая проводимость при $T \ll T_{c0}$ описывается выражением (4.2). Более крутой ход $R(T)$ при переходе слабосвязанных гранул в сверхпроводящее состояние отмечался ранее в [9, 130, 143]. Согласно «двухжидкостной» трактовке [143] это связано с уменьшением числа нормальных электронов в гранулах при переходе части их в сверхпроводящее состояние. В условиях подавления джозефсоновского туннелирования, когда проводимость определяется лишь активированными перескоками неспаренных электронов, это приводит при $T < T_{c0}$ к дополнительному повышению сопротивления. Магнитное поле подавляет сверхпроводимость гранул, что является причиной наблюдаемого аномально большого отрицательного магнитосопротивления при $T < T_{c0}$ [22, 130] (см. рис. 17). Учет нульмерного характера сверхпроводимости изолированных гранул (см. выражения (3.20) и (3.30)) позволил в [22] с использованием зависимости (4.2) полностью описать наблюдаемую при $T \ll T_{c0}$ температурную и магнитолевуую зависимость отрицательного магнитосопротивления: $\ln(R(H)/R(0)) \sim -H^2/T$. Таким образом, основные закономерности возвратных явлений в ГМ можно понять в рамках теорий [84, 126], хотя нельзя полностью исключать влияние и других возможных механизмов возврата (см., например, [144]).

До сих пор при рассмотрении квазивозвратных явлений в ГМ мы основное внимание уделяли эффектам зарядки гранул. В последние годы показано [34—41], что при рассмотрении влияния беспорядка на сверхпроводящие свойства ГМ необходимо учитывать также и диссипативные процессы, связанные с протеканием между гранулами нормального тока. Этот ток может быть обусловлен квазичастичным туннелированием и

(или) наличием шунтирующих нормальных закороток между гранулами. Связанные с нормальным током диссипативные процессы могут подавлять квантовые флуктуации фазы и тем самым существенно влиять на установление глобальной фазовой когерентности. Учет диссипации обычно производится в рамках резистивной модели джозефсоновского контакта (resistively shunted junction model) (см. [32, 33]). Согласно этой модели, общий ток I через джозефсоновский контакт состоит из следующих компонентов:

$$I = I_j \sin \varphi + \frac{V}{R} + C \frac{dV}{dt} + I_F(t). \quad (4.3)$$

Первое слагаемое в (4.3) соответствует джозефсоновскому сверхтоку ($I_j = (2e/\hbar)E_j$), второе — нормальной компоненте тока, третье — току смещения, связанному с емкостью контакта C . Флуктуационный ток $I_F(t)$ определяется тепловыми и квантовыми шумами. Полагается, что величина R в (4.3) определяется или квазичастичным туннелированием, или омическим шунтом. Используя $d\varphi/dt = (2e/\hbar)V$, можно вместо (4.3) получить следующее уравнение для фазы:

$$I = \frac{\hbar}{2e} C \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{\hbar}{2e} \frac{1}{R} \frac{d\varphi}{dt} + I_j \sin \varphi + I_F(t). \quad (4.4)$$

Выражение (4.4) представляет собой уравнение колебаний с затуханием. Если при нулевом токе ($I=0$) пренебречь флуктуационным и диссипативным членами, то при малых φ ($\sin\varphi \sim \varphi$) это уравнение описывает движение гармонического осциллятора. В общем случае динамика фазы в рамках резистивной модели эквивалентна движению фиктивной частицы в периодическом потенциале «стиральная доска» (рис. 18). Вы-

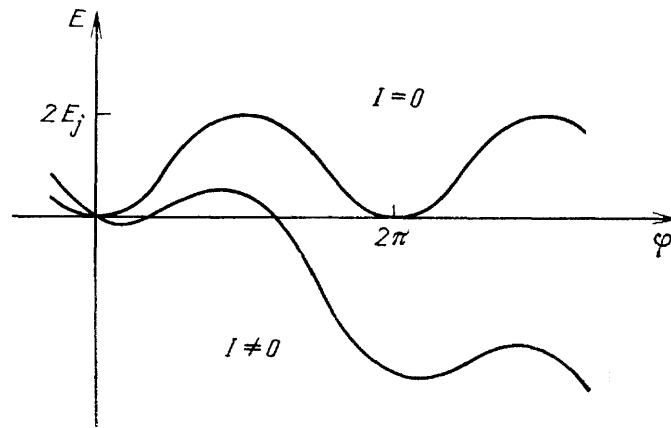


Рис. 18. Схематические зависимости потенциальной энергии E джозефсоновского контакта от разности фаз φ для случаев $I=0$ и $I \neq 0$

сота барьеров этого потенциала определяется джозефсоновской энергией E_j [32, 33] и понижается с увеличением тока (см. рис. 18). Сверхпроводящая когерентность соответствует локализации фазовой «частицы» в потенциальной яме. Если «частица» обладает достаточно большой вероятностью преодолеть барьер, то контакт перейдет в нормальное состояние. При достаточно высоких температурах делокализация «частицы» происходит путем классического перепрыгивания через барьер. Вероятность таких перескоков экспоненциально убывает при понижении температуры, в результате чего сопротивление контакта стремится к нулю и уста-

навливаются фазовая когерентность. При достаточно низких температурах, однако, начинают играть роль квантовые флуктуации фазы и появляется вероятность квантового туннелирования «частицы» сквозь барьер.

Резистивную модель можно обобщить для системы связанных джозефсоновских контактов [34, 36, 37, 40], причем, как указано в [36], эта модель (в отличие от вышеуказанных моделей, учитывающих только влияние энергии зарядки E_c) не очень чувствительна к беспорядку, т. е. к статистическому разбросу значений E_j . Учет влияния диссипации показывает [34—41], что роль квантового туннелирования фазы возрастает при увеличении сопротивления R в (4.4), которое для двумерных систем можно отождествить с нормальным сопротивлением R_{\square} выше T_c . В этом случае, как показано в ряде работ [33—41], при $R_{\square} \gg aR_Q$ ($R_Q = \pi\hbar/2e^2$, a — множитель порядка единицы) сопротивление при понижении температуры не падает до нуля, а остается конечным (см. раздел 2). Более того, согласно [40, 41] сопротивление может повышаться при дальнейшем понижении температуры, образуя минимум. Этот эффект обусловлен подавлением джозефсоновских связей вследствие усиления квантового туннелирования фазы при понижении температуры.

Теории [40, 41] нашли качественное подтверждение для ультратонких аморфных пленок Vi [134, 135]. Минимум сопротивления при $T < T_{c0}$ появлялся для этих пленок при $R_{\square} \gg Q_0$, причем имелись случаи

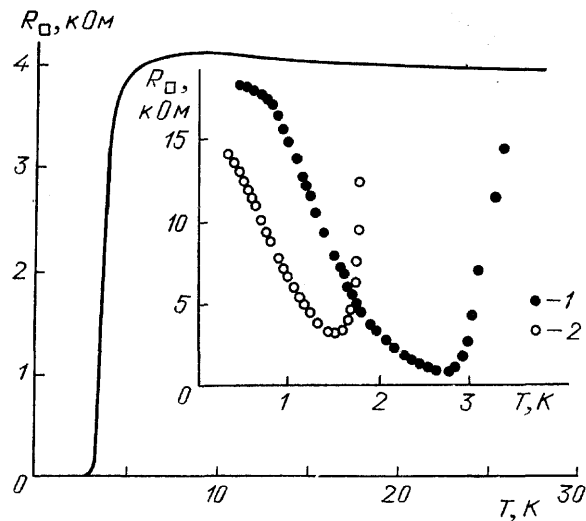


Рис. 19. Зависимости $R_{\square}(T)$ при $H=0$ пленки аморфного Vi толщиной $\approx 1,5$ нм [134]. На вставке показаны «хвосты» резистивных кривых сверхпроводящего перехода при $H=0$ (1) и $H=47$ кЭ (2)

(рис. 19), когда сопротивление при понижении температуры падает на 3—4 порядка, но все-таки остается конечным и затем повышается, образуя минимум. Эффекты неомичности для образцов с $R_{\square} \approx R_Q$ практически отсутствуют, а слабый отрицательный температурный ход сопротивления при $T > T_c$ (см. рис. 19) определяется эффектами СЛ и ЭЭВ [3—5]. Магнитное поле H смещает кривые $R(T)$ к более низким температурам и приводит к увеличению сопротивления в точке минимума. При этом кривые $R(T)$, снятые при $H=0$ и $H \neq 0$, пересекаются, и при низких температурах имеется отрицательное магнитосопротивление. Для более резистивных образцов в [134, 135] было обнаружено влияние на эффекты возврата приложенного напряжения V , а немонотонные зависимости с минимумом были зафиксированы не только для $R(T)$, но и для $R(H)$ и $R(I)$ (I —ток). Известные модели квазивозвратного поведения в дисси-

птивных системах джозефсоновских контактов [34, 40, 41] имеют в основном качественный характер (например, не описывают функциональный вид зависимости $R(T)$ в области минимума). Немонотонное поведение $R(I)$ было предсказано в [41]. Общим для обнаруженных в [134, 135] немонотонных зависимостей сопротивления R от T , H или I является то, что повышение любой из этих переменных сопровождается усилением процессов распаривания.

В качестве примера возможного влияния квантовых флуктуаций фазы на возвратные явления в пленках аморфного Vi [134, 135] можно рассмотреть поведение $R(I)$. Было обнаружено (рис. 20), что положение

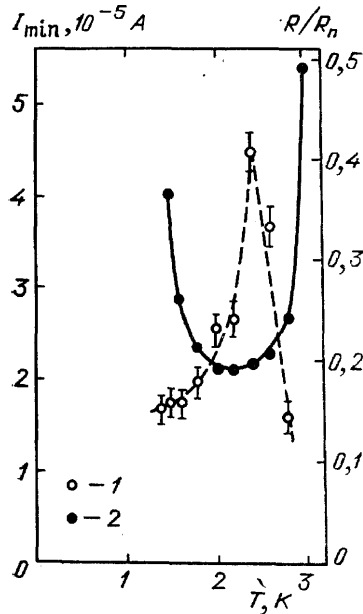


Рис. 20. Зависимости $I_{\min}(T)$ (1) и $R/R_n=f(T)$ (2) пленки аморфного Vi (толщина $\approx 1,2$ нм, $R_{\square} \approx \approx 11$ кОм) [134]. «Усы» на зависимости $I_{\min}(T)$ соответствуют оценке погрешности измерения

минимума (I_{\min}) на зависимостях $R(I)$ при повышении температуры сначала возрастает, а затем уменьшается (для сравнения на рис. 20 приведена также немонотонная зависимость $R(T)$). Зависимость $I_{\min}(T)$ обладает довольно крутым максимумом при $T \approx 2,4$ К (примерно совпадающим по температуре с минимумом зависимости $R(T)$), но является несимметричной и слегка напоминает букву λ . Левое (низкотемпературное) крыло этой зависимости более пологое, чем правое, причем есть основания полагать, что при понижении температуры величина I_{\min} стремится к некоторому постоянному значению. Правое (высокотемпературное) крыло зависимости $I_{\min}(T)$ гораздо более крутое и находится в интервале резкого возрастания R с повышением температуры, т. е. в области перехода из сверхпроводящего в нормальное состояние. Согласно [41] в условиях эффективного влияния квантового туннелирования фазы на величину сопротивления R величина I_{\min} должна уменьшаться по мере увеличения E_j (т. е. по мере увеличения высоты барьеров для фазовой «квазичастицы»). В соответствии с (3.15) величина E_j повышается с понижением температуры, но при достаточно низких температурах стремится к постоянному значению. Весьма вероятно поэтому, что в соответствии с [41] температурная зависимость $I_{\min}(T)$ отражает поведение E_j . Такого рода качественные соображения можно привести и по поводу других особенностей поведения $R(T, V, I, H)$ аморфных пленок Vi [134, 135]. Несмотря на это, для выяснения роли квантового туннелирования фазы в квазивозвратных явлениях двумерных систем необходимы дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования.

Исследования возвратных явлений в неупорядоченных сверхпроводниках в настоящее время бурно развиваются. Поэтому представленные в настоящем разделе трактовки известных экспериментальных результатов отнюдь не являются окончательными и единственно возможными. В частности, необходимы дальнейшие экспериментальные подтверждения наличия и выяснения природы характерного для двумерных систем порогового значения $R_{\square} \approx R_Q = \pi h / 2e^2$ (см. [145]).

5. Заключение. Достигнутый в последние годы значительный прогресс в понимании электронных свойств неупорядоченных проводников [1—6] привел к существенным успехам в проблеме влияния беспорядка на сверхпроводящие свойства. Были предложены новые механизмы влияния беспорядка на T_c и H_{c2} , значительно улучшено понимание проводящих и сверхпроводящих свойств гранулированных металлов. Существенные результаты были получены при теоретическом и экспериментальном изучении возвратных явлений в неоднородных системах, обусловленных конкуренцией сверхпроводимости и локализации электронов.

Вместе с тем в данной проблеме остается еще много неясного. В настоящее время можно говорить лишь о более или менее удовлетворительном понимании только влияния слабого беспорядка ($\lambda \ll 1$). Для сильного беспорядка ($\lambda \lesssim 1$) некоторые вопросы исследованы весьма слабо. Особенно это касается H_{c2} и флуктуационной проводимости вблизи T_c . Это обусловлено сложностью проблемы, в которой надо учитывать весьма разнообразные возможные влияния беспорядка на сверхпроводящие свойства. До сих пор нет достаточно универсальных подходов, позволяющих для широкой области изменения беспорядка описывать соответствующие изменения сверхпроводящих свойств при приближении к ПМИ. Отсутствуют теории, справедливые для широкого класса сверхпроводящих материалов. Известные теории (особенно для систем вблизи ПМИ) нередко учитывают только одно из возможных воздействий беспорядка на сверхпроводящие свойства и игнорируют остальные. Поэтому реальные материалы часто не ложатся в прокрустово ложе теоретических моделей. Кроме того, при обсуждении экспериментальных результатов нередко не имеется четких критериев выбора или оценки роли того или иного из известных механизмов влияния беспорядка.

Указанные трудности теоретического описания и трактовки экспериментов обусловлены упомянутым выше отсутствием единого подхода к описанию ПМИ. В известных подходах в той или иной степени учитывается влияние беспорядка на различные свойства электронов, такие как длина свободного пробега, плотность состояний, ЭЭВ, ЭФВ, спиновые свойства, кулоновские эффекты, процессы неупругой релаксации и пр. Любой из названных факторов может влиять и на сверхпроводимость, но теоретические и экспериментальные оценки относительного вклада каждого из них для конкретных систем в настоящее время еще весьма затруднительны.

Еще больше сложностей встречается при изучении неоднородных систем, хотя для них весьма плодотворно используется теория протекания. Можно также отметить весьма значительный теоретический задел для ГМ. Для дальнейшей проверки теоретических моделей желательно, по-видимому, исследовать искусственные (например, приготовленные методом электронной литографии) правильные двумерные гранулированные системы, для которых можно было бы точно учесть влияние различных факторов: эффектов зарядки, статистического разброса туннельных сопротивлений и т. п. Такого рода системы могли бы оказаться весьма полезными и при изучении возвратных явлений.

Наконец, отметим, что изучение влияния беспорядка на сверхпроводящие свойства может выявить некоторые новые особенности ПМИ. На-

пример, как понимать существование для двумерных систем характерного порогового значения $R_{\square} \approx Rq = \pi\hbar/2e^2$? Связано ли это только с квантовыми флуктуациями фазы в неоднородных сверхпроводящих системах? Не противоречит ли это скейлинговой теории локализации, согласно которой отсутствует минимальная металлическая проводимость при ПМИ (тем более для двумерных систем)? Можно полагать, что дальнейшие исследования в этой интересной области дадут ответ на эти и другие имеющиеся вопросы, а также приведут нас к новым проблемам и неизвестным еще свойствам неупорядоченных систем.

В заключение автор выражает благодарность своим ближайшим коллегам: Ю.Ф. Комнику и А.В. Фомину, в совместных работах с которыми исследовались различные аспекты влияния беспорядка на сверхпроводящие свойства пленок. Пониманию отдельных вопросов способствовало общение с Б.Л. Альтшулером, А.А. Варламовым, М.Е. Гершензоном, И.О. Куликом, А.М. Финкельштейном, Р.И. Шехтером. Из зарубежных коллег хотел бы отметить В. Букеля и А. Шмида (Университет г. Карлсруэ, ФРГ).

ПРИМЕЧАНИЯ К ТЕКСТУ

¹ Понижение T_c с усилением беспорядка характерно для всех сверхпроводников с $T_c \gg 7-8$ К.

² Отметим, что согласно [5] второе слагаемое в (3.5) для двумерных систем можно также трактовать как уменьшение μ^* при повышении беспорядка.

³ Большая часть из того, что будет сказано ниже о трехмерных ГМ, справедливо и для двумерных островковых пленок.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1]. *Mott H., Davis E.* Электронные процессы в некристаллических веществах.—М.: Мир, 1982.
2. *Шкловский Б. И., Эфрос А. Л.* Электронные свойства легированных полупроводников.—М.: Наука, 1979.
3. *Abrahams E., Anderson P. W., Licciardello D. C., Ramakrishnan T. V.* // *Phys. Rev. Lett.* **1979**. V. 42. P. 673.
4. *Altshuler B. L., Aronov A. G.* / /Modern Problems in Condensed Matter/Eds M. Pollak, A. L. Efros,—Amsterdam: North-Holland, 1985.—P. 1
5. *Lee P. A., Ramakrishnan T. V.* // *Rev. Mod. Phys.* **1985**. V. 52, P. 287.
6. *Mott N. F., Kaveh M.* // *Adv. Phys.* **1985**. V. 34. P. 329.
7. *Горьков Л. П.* // *ЖЭТФ.* **1959**. Т. 37. С. 1918.
8. *Hirsch M. J.* // *Comm. Cond. Matter. Phys.* **1987**. V. 13. P. 249.
9. *Dynes R. C., Garno J. P., Rowel J. M.* // *Phys. Rev. Lett.* **1978**. V. 40. P. 47Я
10. *Белевцев Б. И., Комник Ю. Ф., Фомин А. В.* // *ФНТ.* **1986**. Т. 12. С. 821.
- [11] *Финкельштейн А. М.* // *ЖЭТФ.* **1984**. Т. 86. С. 367.
12. *Castellani C., Kotliar G., Lee P. A.* // *Phys. Rev. Lett.* **1987**. V. 59. P. 323.
13. *Dynes R. C., Garno J. A.* // *Ibidem.* **1981**. V. 46. P. 137.
14. *Shalnikov A. I.* // *Nature.* **1939**. V. 142. P. 1.
15. *Bucket W., Hilsch R.* // *Zs. Phys.* **1954**. Bd 138. S. 109.
16. *Заварицкий Н. В.* // *ДАН СССР.* 1952. Т. 86. С. 501.
17. *Заварицкий Н. Д.* // *УФН.* **1972**. Т. 108. С. 241.
18. *Bergmann G.* // *Phys. Rep.* **1976**. V. 27. P. 159.
19. *Комник Ю. Ф.* // *ФНТ.* **1982**. Т. 8. С. 115.
20. *Dynes R. C., Garno L. P.* // *Phys. Rev. Lett.* **1981**. V. 46. P. 137.
- [21] *Belevtsev B. I., Komnik Yu. F., Odnokozov V. I., Fomin A. V.* // *J. Low Temp. Phys.* **1984**. V. 54. P. 587.
22. *Belevtsev B. I., Komnik Yu. F., Fomin A. V.* // *Ibidem.* **1987**. V. 69. P. 401.
23. *Dynes R. C., While A. E., Graybeal J. M., Garno J. P.* // *Phys. Rev. Lett.* **1986**. V. 57. P. 2195
24. *Deutscher G., Goldman A. M., Micklitz H.* // *Phys. Rev. Ser. B.* **1985**. V. 31. P. 1679.
25. *Dynes R. C., Garno J. P., Hertel G. B., Orlando T. P.* // *Phys. Rev. Lett.* **1984**. V. 53. P. 2437.
26. *White A. E., Dynes R. C., Garno J. P.* // *Phys. Rev. Ser. B.* **1986**. V. 33. P. 3549.
27. *Глухов А. М., Фозель Н. Я., Шабло А. Л.* // *ФТТ.* **1986**. Т. 28. С. 1043.
28. *Van Haesendonck C., Bruynseraede F.* // *Phys. Rev. Ser. B.* **1986**. V. 33. P. 1684.
29. *Jaeger H. M., Haviland D. B., Goldman A. M., Orr B. Cr.* // *Ibidem.* V. 34. P. 4920.
30. *Jaeger H. M., Haviland D. B., Goldman A. M., Orr B. G.* // *Proc. of the Soviet-Ita-*

- lian Conference on Weak Superconductivity. 1987/Ed. A. Barone.—Singapore, N . . . J . . . : World Scientific (to be published).
- [31] *Jaeger H. M.* // Doctor Thesis.—University of Minnesota, 1987.
32. *Бароне А., Патерно Дж.* Эффекты Джозефсона.—М.: Мир, 1982.
33. *Лихарев К. К.* Введение в динамику джозефсоновских переходов.—М.: Наука, 1985.
34. *Simanek E., Brown R.* // *Phys. Rev. Ser. B.* **1986.** V. 34. P. 3495.
35. *Fisher M. P. A.* // *Phys. Rev. Lett.* **1986.** V. 57. P. 885.
36. *Chakravarthy S., Ingold G.-L., Kiwelson S., Luther A.* // *Ibidem.* V. 56. P. 2303.
37. *Заикин А. Д., Панюков С. В.* // *ЖЭТФ.* **1986.** Т. 91. С. 1677.
38. *Kampf A., Schön G.* // *Phys. Rev. Ser. B.* **1987.** V. 36. P. 3651.
39. *Ferret R. A., Mirshaslem B.* // *Ibidem.* **1988.** V. 37. P. 648.
40. *Fisher M. P. A.* // *Ibidem.* **1987.** V. 36. P. 1917.
- [41] *Zwerger W.* // *Ibidem.* V. 35. P. 4737.
42. *Fukuyama H.* // *Physica.* Ser. B. **1985.** V. 135. P. 458.
43. *Ma M., Fradkin E.* // *Phys. Rev. Lett.* **1986.** V. 56. P. 1416.
44. *Hebard A. F., Paalanen M. A.* // *Phys. Rev. Ser. B.* **1984.** V. 30. P. 4063.
45. *Kunchur M., Lindenfeld P., McLean W. L., Brooks J. S.* // *Phys. Rev. Lett.* **1987.** V. 59. P. 1232.
46. *Okuma S., Komori F., Kobayashi S.* // *J. Phys. Soc. Japan.* **1987.** V. 56. P. 1936.
47. *Anderson P. W.* // *J. Phys. and Chem. Sol.* **1959.** V. 11. P. 26
48. *Горьков Л. Я.* // *ЖЭТФ.* **1959.** Т. 37. С. 1407.
49. *McMillan W. L.* // *Phys. Rev.* **1968.** V. 167. P. 331.
50. *Keck B., Schmid A.* // *Sol. State Commun.* **1975.** V. 17. P. 799.
- [51] *Knorr K., Barth N.* // *J. Low Temp. Phys.* **1971.** V. 4. P. 469.
52. *Лазарев Б. Г., Семенов Е. Е., Тутов В. Я.* // *ДАН СССР* **1971.** Т. 196. С. 1329.
53. *Belitz D.* // *Phys. Rev. Ser. B.* **1987.** V. 36. P. 47.
54. *Haugle D. G., Glover R. E., Moormann W.* // *Physica.* **1971.** V. 55. P. 250.
55. *Кулик И. О.* // Письма ЖЭТФ. **1971.** Т. 14. С. 341.
56. *Овчинников Ю. И.* // *ЖЭТФ.* **1973.** Т. 64. С. 719.
57. *Maekawa S., Fukuyama H.* // *J. Phys. Soc. Japan.* **1981.** V. 51. P. 1380.
58. *Финкельштейн А. М.* // Письма ЖЭТФ. **1987.** Т. 45. С. 37.
59. *Graybeal J. M., Beasley M. R.* // *Phys. Rev. Ser. B.* **1984.** V. 29. P. 4167.
60. *Ebisawa H., Fukuyama H., Maekawa S.* // *J. Phys. Soc. Japan.* **1985.** V. 54. P. 2257.
- [61] *Anderson P. W., Muttalib K. A., Ramakrishnan T. V.* // *Phys. Rev. Ser. B.* **1983.** V. 28. P. 117.
62. *Bulaevskii L. N., Sadovskii M. V.* // *J. Low Temp. Phys.* **1985.** V. 59. P. 89.
63. *Geerk J., Rietschel H., Schneider U.* // *Phys. Rev. Ser. B.* **1984.** V. 30. P. 459.
64. *Финкельштейн А. М.* // Письма ЖЭТФ. **1984.** Т. 40. С. 63.
65. *Castellani C., Di Castro C., Lee P. A., Ma M., Sorela S., Tabet E.* // *Phys. Rev. Ser. B.* **1984.** V. 30. P. 1596.
66. *Ebisawa H., Fukuyama H., Maekawa S.* // *J. Phys. Soc. Japan.* **1985.** V. 54. P. 4735.
67. *Beal-Monod M. T.* // *J. Magn. and Magn. Mat.* **1986.** V. 54—57. P. 1517.
68. *Kapitulnik A., Kotliar G.* // *Phys. Rev. Lett.* **1985.** V. 54. P. 473.
69. *Kotliar G., Kapitulnik A.* // *Phys. Rev. Ser. B.* **1986.** V. 33. P. 3146.
70. *Тинкхам М.* Введение в сверхпроводимость.—М.: Атомиздат, 1980.
- [71] *Maki K.* // *Prog. Theor. Phys.* **1968.** V. 40. P. 193.
72. *Thompson R. S.* // *Phys. Rev. Ser. B.* **1970.** V. 1. P. 327.
73. *Ebisawa Я., Maekawa S., Fukuyama H.* // *Sol. State Commun.* **1983.** V. 45. P. 75.
74. *Brenig W., Chang M., Abrahams E., Wolfle P.* // *Phys. Rev. Ser. B.* **1985.** V. 31 P. 7001.
75. *Castellani C., Di Castro C., Kotliar G., Lee P. Л.* // *Phys. Rev. Lett.* **1986.** V. 56. P. 1179.
76. *Lee S.-G., Lemberger T. R.* // *Phys. Rev. Ser. B.* 1988. V. 37. P. 7911.
77. *Rammer J., Schmid A.* // *Ibidem.* **1986.** V. 34. P. 1352.
78. *Bergmann G.* // *Zs. Phys. Kl. B.* **1982.** Bd 48. S. 5.
79. *Белевцев Б. И., Комник Ю. Ф., Фомин А. В.* // ФНТ. 1988. Т. 14. С. 1183.
80. *Millis A. J., Sachdev S., Varma C. M.* // *Phys. Rev. Ser. B.* 1988. V. 37. P. 4975.
- [81] *Хмельницкий Д. Е.* // Письма ЖЭТФ. **1980.** Т. 32. С. 248.
82. *Аронов А. Г., Гершензон М. Е., Журавлев Ю. Я.* // *ЖЭТФ.* **1984.** Т. 87. С. 971.
83. *Иоффе Л. Б.* // *ЖЭТФ.* **1981.** Т. 80. С. 1199.
84. *Ефетов К. Б.* // *ЖЭТФ.* **1980.** Т. 78. С. 2017.
85. *Imry Y., Strongin M.* // *Phys. Rev. Ser. B.* **1981.** V. 24. P. 6353.
86. *Adkins C. L., Benjamin J. D., Thomas J. M. D., Gardner J. W., Me Geown A. J.* // *J. Phys. Ser. C.* **1984.** V. 17. P. 4633.
87. *Deutscher G.* // *Phil. Mag. Ser. B.* 1987. V. 56. P. 725.
88. *Глазман Л. И., Глухов А. М., Дмитренко И. М., Товажнянский В. Л., Фогель Н. Я.* // ФНТ. **1987.** Т. 13. С. 373.
89. *Deutscher G., Imry Y., Gunther L.* // *Phys. Rev. Ser. B.* **1974.** V. 10. P. 4598.
90. *Doniach D.* // *Percolation, Localization and Superconductivity*/Eds A. M. Goldman, S. A. Wolf.—New York: Plenum Press, 1984.— P. 401.

- [91] *Simanek E.*//Sol. State Commun. **1979**. V. 31. P. 419.
 92. *Deutscher G., Entin-Wohlman O., Fishman S., Shapira Y.*//Phys. Rev. Ser. B. **1980**. V. 21. P. 5041.
 93. *Entin-Wohlman O., Kapitulnik A., Shapira Y.*//Ibidem. **1981**. V. 24. P. 6464.
 94. *Werthamer N. R., Helfand E., Hohenberg P. C.*//Phys. Rev. **1966**. V. 147. P. 295.
 95. *Белевцев Б. И., Фомин А. В.*//ФНТ. **1989**. Т. 15. С. 397.
 96. *Orlando T. P., McNiff E. !., Foner S., Beasley M. R.*//Phys. Rev. Ser. B. **1979**. V. 19. P. 4545.
 97. *Rainer D., Bergmann G., Eckhardt U.*//Ibidem. **1973**. V. 8 P. 5324.
 98. *Bergmann G.*//Ibidem. V. 7. P. 4853.
 99. *Tenhover M., Johnson W. L., Tsuei C. C.*//Sol. State Commun. **1981**. V. 38. P. 53.
 100. *Carter W. L., Poon S. L., Hull G. W., Geballe T. H.*//Ibidem. V. 39. P. 41.
 [101] *Poon S. J.*//Phys. Rev. Ser. B. **1982**. V. 25. P. 1977.
 102. *Shinozaki B., Kawaguti T., Fujimori Y.*//J. Phys. Soc. Japan. **1983**. V. 52. P. 2297.
 103. *Maekawa S., Ebisawa H., Fukuyama H.*//Ibidem. P. 1352.
 104. *Takagi H., Souda R., Kuroda Y.*//Prog. Theor. Phys. **1982**. V. 68. P. 426.
 105. *Coffey L., Muttalib K. A., Levin K.*//Phys. Rev. Lett. **1984**. V. 52. P. 783.
 106. *Булаевский Л. Н., Долгов О.В.*//Письма ЖЭТФ. **1987**. Т. 45. С. 413.
 107. *Schossman M., Schachinger E.*//Phys. Rev. Ser. B. 1986. V. 33. P. 6123.
 108. *Deutscher G., Entin-Wohlman O., Shapira Y.*//Ibidem. 1980. V. 22. P. 4264.
 109. *Deutscher G.*//[90].—P. 95.
 110. *Deutscher G., Grave I., Alexander S.*// Phys. Rev. Lett 1982. V. 48. P. 1497.
 [111] *De Gennes P. G.*//[90].—P. 83.
 112. *Zwicknagl G. E., Wilkins J. W.*//Phys. Rev. Lett. **1984**. V. 53. P. 1276.
 113. *Белевцев Б. И., Фомин А. В.*//ФНТ. **1984**. Т. 10. С. 811.
 114. *Асламазов Л. Г., Ларкин А. Я.*//ФТТ. **1968**. Т. 10. С. 1104.
 115. *Ларкин А. Я.*//Письма ЖЭТФ. **1980**. Т. 3. С. 239.
 116. *Lopes dos Santos J. M. B., Abrahams E.*//Phys. Rev. Ser. B. **1985**. V. 31. P. 172.
 117. *Vrenig W.*//J. Low Temp. Phys. 1985. V. 60. P. 297.
 118. *Альтишулер Б. Л., Варламов А. А., Рейзер М. Ю.*//ЖЭТФ. **1983**. Т. 84. С. 2280.
 119. *Гершензон М. Е., Губанков В. Н., Журавлев Ю.Е.*//Ibidem. Т. 85. С. 287.
 120. *Белевцев Б. И., Комник Ю. Ф., Фомин А.В.*//ФНТ. **1984**. Т. 10. С. 850.
 [121] *Bergmann G.*//Phys. Rev. Ser. B. **1984**. V. 29. P. 6114.
 122. *Johnson W. L., Tsuei C. C.*//Ibidem. **1976**. V. 13. P. 4827.
 123. *Laborde O., Lasjaunias J.-C., Chouteau G.*//Proc. of the 17th Internat. Conference on Low Temperature Physics.—Amsterdam: North-Holland, 1984.—P. 361.
 124. *Булаевский Л. Н., Варламов А. А., Садовский М. В.*//ФТТ. **1986**. Т. 28. С. 1799.
 125. *Булаевский Л. Н., Панюков С. В., Садовский М. В.*//ЖЭТФ. **1987**. Т. 92. С. 672.
 126. *Simanek E.*//Phys. Rev. Ser. B. **1982**. V. 237.
 127. *Deutscher G., Dodds S. A.*//Ibidem. **1977**. V. 16. P. 3936-
 128. *Bergmann G.*//Zs. Phys. **1969**. Bd 225. S. 430.
 129. *Lee P., Shenoy S. R.*//Phys. Rev. Lett. **1972**. V. 28. P. 1025.
 130. *Морозов Ю. Г., Науменко И. Г., Петин В. Я.*//ФНТ. **1976**. Т. 2. С. 987.
 [131] *Kobayashi S., Tada Y., Sasaki W.*//Physica. Ser. B. **1981**. V. 107. P. 129.
 132. *Глухов А. М., Дмитренко И. М., Шабло А. Л.*//ФНТ. **1983**. Т. 9. С. 29.
 133. *Белевцев Б. И., Комник Ю. Ф., Фомин А. В.*//ФНТ. **1985**. Т. 11. С. 1143.
 134. *Белевцев Б. И., Фомин А. В.*//ФТТ. **1989**. Т. 31. С. 158.
 135. *Belevtsev B. I., Komnik Yu. F., Fomin A. V.*//J. Low Temp. Phys. **1989**. V. 75. P.331.
 136. *Maekawa S., Fukuyama H., Kobayashi S.*//Sol. State Commun. **1980**. V. 37. P. 45.
 137. *Simanek E.*//Phys. Rev. Ser. B. **1981**. V. 23. P. 5762.
 138. *Simanek E.*//Phys. Lett. Ser. A. **1984**. V. 101. P. 161.
 139. *Jose J. V.*//Phys. Rev. Ser. B. **1984**. V. 29. P. 2836.
 140. *Fasekas P., Muhlschlegel B., Schroter M. Z.*//Zs. Phys. Kl. B. **1984**. Bd 57. S. 193
 [141] *Березинский В. Л.*//ЖЭТФ. **1970**. Т. 59. С. 907.
 142. *Kosterlitz J. M., Thouless D. J.*//J. Phys. Ser. C. **1973**. V. 6. P. 1181.
 143. *Adkins C. J., Thomas J. M. D., Young M. W.*//Ibidem. **1980**. V. 13. P. 3427.
 144. *Ицкович И. Ф., Шехтер П. Я.*//ФНТ. **1981**. Т. 7. С. 863.
 145. *Kampf A., Schön G.*//Physica. Ser. B. **1988**. V. 152. P. 239.