

Резистивные состояния сверхпроводящих каналов в переменном электромагнитном поле (Обзор)

В. М. Дмитриев^{1,2}, И. В. Золочевский¹, Е. В. Христенко¹

¹ *Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61164, Украина
E-mail: dmitriev@ilt.kharkov.ua*

² *International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures
95 Gajowicka Str., 53-421, Wroclaw, Poland*

Статья поступила в редакцию 7 ноября 2000 г.

Рассмотрены процессы, определяющие структуру и свойства резистивного состояния (РС) сверхпроводящих каналов с однородным распределением тока и параметра порядка по их поперечному сечению. Основное внимание уделяется РС, возникающему в результате воздействия на сверхпроводник внешнего переменного электромагнитного поля. Рассмотрены токовые, температурные, частотные и мощностные зависимости РС. Приведены также необходимые сведения об *NS*-границе, центрах проскальзывания фазы и известные результаты по ВТСП материалам.

Розглянуто процеси, які визначають структуру і властивості резистивного стану (РС) надпровідних каналів з однорідним розподілом струму і параметра порядку по їх поперечному перерізу. Основна увага приділяється РС, який виникає внаслідок впливу на надпровідник зовнішнього змінного електромагнітного поля. Розглянуто струмові, температурні, частотні і потужнісні залежності РС. Надано також необхідні відомості про *NS*-границю, центри проковзування фази і відомі результати по ВТНП матеріалам.

PACS: 74.40+k

Содержание

Введение	228
1. Теория резистивного токового состояния сверхпроводящего канала	228
1.1. Зарядовый разбаланс и глубина проникновения постоянного продольного электрического поля в сверхпроводник	228
1.2. Модели центров проскальзывания фазы	230
1.2.1. Феноменологическая модель токового резистивного состояния сверхпроводящего канала	230
1.2.2. Микроскопическая теория центров проскальзывания фазы	232
2. Резистивное состояние сверхпроводящего канала, обусловленное переменным электромагнитным полем	234
2.1. Дискретность изменения сопротивления сверхпроводящего канала при мощности электромагнитного облучения, большей критической	234
2.2. Немонотонная частотная зависимость сопротивления центра проскальзывания фазы, обусловленного электромагнитным полем	237
2.3. Температурная зависимость сопротивления центра проскальзывания фазы	239
3. Влияние электромагнитного поля на резистивное состояние сверхпроводящего канала, обусловленное протеканием постоянного тока	241
3.1. Динамическое сопротивление сверхпроводящего канала	241
3.2. Усредненный по времени переменный сверхпроводящий ток центра проскальзывания фазы	244
4. Токи возникновения центров проскальзывания фазы в сверхпроводящем канале	247

4.1. Центры проскальзывания фазы, вызванные постоянным током.	
Влияние внешнего облучения	248
4.2. Центры проскальзывания фазы, вызванные электромагнитным излучением	249
Заклчение	250
Список литературы	250

Введение

Сверхпроводящими каналами принято называть образцы сверхпроводников, поперечные размеры которых меньше длины когерентности Гинзбурга—Ландау $\xi(T)$ и глубины проникновения магнитного поля $\lambda(T)$. Выполнение этих условий приводит к однородному распределению плотности электрического тока и параметра порядка по сечению образца. Этим требованиям удовлетворяют тонкие пленки толщиной ~ 100 нм и шириной около микрона или вис커еры диаметром ~ 1 мкм. Длина таких образцов обычно намного больше, чем $\xi(T)$ и $\lambda(T)$, и варьируется от десятков до сотен микрон. По сути, это — квазиодномерные структуры, которые интересны прежде всего тем, что в них невозможно образование вихрей магнитного потока и, следовательно, отсутствует причина резистивности, связанная с их движением поперек образца. Тогда возникает вопрос, какова природа резистивности таких образцов при протекании по ним постоянных или переменных токов, больших их критических значений. Исследования резистивных состояний (РС), обусловленных протеканием постоянного тока, принесли неожиданную информацию о самой природе сверхпроводимости и обнаружили суть многих явлений неравновесной сверхпроводимости. По некоторым из них имеются хорошие обзоры (см., например, [1–4]).

Исследования РС, обусловленных протеканием переменного тока, оказались не менее интересными и также принесли неожиданные результаты. К настоящему времени нам неизвестны публикации, систематизирующие результаты в этой области. Как восполнение этого пробела предлагается настоящий обзор.

Поскольку изложение проблем, связанных с протеканием по каналу переменных токов, требует сведений о явлениях, вызванных постоянным током, они приводятся в необходимом объеме. В обзоре предпочтение отдается экспериментальным результатам, тем более, что во многих случаях теория не в полной мере описывает эксперимент или вообще отсутствует. Кстати, одна из задач настоящего обзора состоит именно в том, чтобы привлечь внимание теоретиков к нерешенным проблемам.

1. Теория резистивного токового состояния сверхпроводящего канала

1.1. Зарядовый разбаланс и глубина проникновения постоянного продольного электрического поля в сверхпроводник

При выяснении структуры и свойств токового РС нам потребуются некоторые понятия, которые лучше всего ввести, рассматривая протекание тока через границу нормальный металл—сверхпроводник (*NS*-граница). На особенности такой границы впервые было обращено внимание в работах [5,6] при исследовании сопротивления сверхпроводника в промежуточном состоянии.

Возбужденные состояния сверхпроводника, в отличие от электронной системы металла в нормальном состоянии, отделены от основного состояния (конденсата) энергетической щелью Δ . Выражение для энергии квазичастицы в состоянии с импульсом \mathbf{k} можно представить в виде [7,8]

$$E_k = (\epsilon_k^2 + \Delta^2)^{1/2}, \quad (1.1)$$

где $\epsilon_k = \hbar^2(k^2 - k_F^2)/2m = [(\hbar^2 k^2/2m) - E_F]$ — энергия квазичастичного возбуждения (электрона или дырки) нормального металла, отсчитанная от уровня Ферми E_F . Поскольку энергия возбуждений E_k любого типа в сверхпроводнике положительна, спектр возбуждений можно представить в виде электроноподобной ($k > k_F$) и дырочноподобной ($k < k_F$) ветвей. Нарушение симметрии заселенностей ветвей (разбаланс заряда ветвей) спектра возбуждений сверхпроводника может возникнуть вследствие внешнего воздействия, приводящего к инжекции квазичастиц в сверхпроводник. Рассмотрим случай протекания постоянного тока через *NS*-границу. При этом электроны, энергия которых больше Δ , проникают в сверхпроводник, вызывая нарушение баланса заселенностей ветвей квазичастичного спектра за счет перенаселенности электронной ветви, что приводит к появлению избыточного заряда квазичастиц Q в сверхпроводнике. В силу общей электронейтральности металла этот заряд компенсируется уменьшением заряда конденсата, что приводит к сдвигу химического потенциала куперовских пар μ_s относительно энергии Ферми на величину, пропорциональную этому заряду [7]:

$$Q = 2N(0) (E_F - \mu_s) , \quad (1.2)$$

где $N(0)$ — плотность состояний на уровне Ферми.

Поскольку избыточный заряд квазичастиц Q является функцией пространственной координаты x , ясно, что и химический потенциал μ_s также зависит от x . Отсюда следует, что в сверхпроводнике возможно существование электрического поля \mathbf{E} , которое в градиентно-инвариантной форме имеет вид [9,10]

$$\mathbf{E} = \frac{1}{e} \frac{\partial \mathbf{p}_s}{\partial t} - \frac{1}{e} \nabla \Phi . \quad (1.3)$$

Здесь $\mathbf{p} = m\mathbf{v}_s = \frac{1}{2}\hbar \nabla \chi - e\mathbf{A}/c$ — импульс сверхпроводящего конденсата; $\Phi = \frac{1}{2} \hbar (\partial\chi/\partial t) + e\varphi$ — градиентно-инвариантный потенциал, который представляет собой разность химического потенциала квазичастиц $\mu_n = E_F + e\varphi$ и химического потенциала пар $\mu_s = E_F - \frac{1}{2}\hbar (\partial\chi/\partial t)$; χ — фаза комплексного параметра сверхпроводящего упорядочения; \mathbf{A} и φ — обычные электромагнитные потенциалы. Первое слагаемое в (1.3) связано с инерцией электронов конденсата и существенно на переменных токах, а также при индукционном возбуждении поля. При протекании заданного постоянного тока через NS -границу можно ограничиться в (1.3) вторым слагаемым:

$$\mathbf{E} = - \frac{1}{e} \nabla \Phi . \quad (1.4)$$

В окрестности критической температуры T_c , где щель мала ($\Delta < k_B T$, $k_B T$ — характерная энергия квазичастиц), можно пренебречь изменением химического потенциала квазичастиц по сравнению с изменением химического потенциала сверхпроводящих электронов. Действительно, при $T \rightarrow T_c$ спаренных электронов мало, в то время как количество нормальных электронов велико. Поэтому удаление некоторого количества пар из конденсата и перенос их в коллектив нормальных электронов приведет к значительно более сильному изменению свойств конденсата по сравнению с изменением свойств коллектива нормальных электронов. Поэтому, используя (1.2), выражение (1.4) для \mathbf{E} можно записать в следующем виде:

$$\mathbf{E} = - \frac{1}{2eN(0)} \nabla Q . \quad (1.5)$$

Таким образом, в неравновесных условиях при наличии градиента заряда квазичастиц в сверхпроводнике возникает электрическое поле, кото-

рое, однако, не будет ускорять конденсат, так как компенсируется градиентом инвариантного потенциала Φ . Наличие в некоторой области сверхпроводника стационарного неравновесного заряда квазичастиц означает, что в это место непрерывно идет поток квазичастиц, приносящих некоторый заряд, который, релаксируя, переходит в конденсат. Это условие выражается простым соотношением

$$\operatorname{div} j_n = - eQ/\tau_Q , \quad (1.6)$$

где j_n — нормальная компонента плотности полного тока; τ_Q — время релаксации разбаланса заряда. В случае, когда температура близка к T_c , для квазичастиц можно написать закон Ома в обычной форме:

$$\mathbf{j}_n = \sigma \mathbf{E} , \quad (1.7)$$

где σ — нормальная проводимость при низких температурах. Формулы (1.5)–(1.7) приводят к замкнутому уравнению для Q :

$$\nabla^2 Q = \frac{1}{l_E^2} Q . \quad (1.8)$$

Здесь

$$l_E^2 = \sigma \tau_Q / 2e^2 N(0) . \quad (1.9)$$

Поскольку проводимость нормального металла σ можно записать в виде [11]

$$\sigma = \frac{2}{3} e^2 N(0) l_i v_F , \quad (1.10)$$

где l_i — длина свободного пробега электрона, а v_F — скорость электрона на поверхности Ферми, имеем окончательно

$$l_E = \left(\frac{v_F l_i \tau_Q}{3} \right)^{1/2} = (D \tau_Q)^{1/2} . \quad (1.11)$$

Здесь $D = \frac{1}{3} v_F l_i$ — коэффициент диффузии электронов с длиной пробега l_i . Глубина l_E , на которую нормальные электроны «затягивают» в сверхпроводник электрическое поле из нормального металла, носит название диффузионной длины или глубины проникновения продольного электрического поля. В этом случае возникает дополнительное сопротивление, которое при $\Delta < k_B T$ имеет вид [12–14]:

$$R = \rho l_E / S , \quad (1.12)$$

где $\rho = \sigma^{-1}$ — удельное нормальное сопротивление при низких температурах; S — площадь сечения канала. Величина τ_Q , определяющая глубину проникновения l_E , впервые оценена теоретически и измерена экспериментально в работах [8,15]. В работах [8,16] для измерения τ_Q использовался туннельный переход нормальный металл–изолятор–сверхпроводник. При пропускании тока через переход из области нормального металла в сверхпроводящий электрод инжектируются неравновесные электроны, приводящие к разности заселенностей ветвей спектра возбуждений. По разности потенциалов над местом туннельного перехода и удаленной частью сверхпроводящей области вычислялось τ_Q .

Процесс восстановления баланса заселенностей ветвей квазичастичного спектра в отсутствие магнитных примесей определяется процессами упругого (на примесях) и неупругого (на фононах) рассеяния возбуждений. Однако не все акты рассеяния (упругие и неупругие) приводят к релаксации заряда. Наиболее существенны они для возбуждений с энергией E_k в интервале $\Delta \leq E_k \leq 2\Delta$. Это приводит к отличию между τ_Q и τ_ε примерно в $\Delta/k_B T$ раз, так как общее количество возбуждений порядка $k_B T$. Более точный расчет времени релаксации заряда квазичастиц [17,18] дает

$$\tau_Q = \frac{4k_B T}{\pi\Delta} \left(\frac{\tau_\varepsilon}{2\Sigma} \right)^{1/2}. \quad (1.13)$$

Здесь

$$\Sigma = \frac{1}{2\tau_\varepsilon} + \frac{D}{2} \left(\frac{4m^2 v_s^2}{\hbar^2} - \frac{1}{\Delta} \frac{\partial^2 \Delta}{\partial r^2} \right); \quad (1.14)$$

τ_ε — время неупругого рассеяния для электронов на поверхности Ферми; $2mv_s$ — сверхпроводящий импульс; \mathbf{r} — пространственная переменная.

Если неупругое рассеяние является определяющим при релаксации зарядового разбаланса, то [12,13]

$$\tau_Q = \frac{4k_B T}{\pi\Delta} \tau_\varepsilon, \quad (1.15)$$

и, следовательно, при температурах, близких к критической, где $\Delta \approx 3,16k_B T_c (1 - T/T_c)^{1/2}$, $\tau_Q \propto (1 - T/T_c)^{-1/2}$. Оценка влияния сверхтекучей скорости в случае, когда сверхпроводящий ток принимает критическое значение, дает [17,18]

$$\tau_Q(j_c) = (4k_B T/\pi\Delta)(3\tau_\varepsilon \tau_{GL})^{1/2}, \quad (1.16)$$

где $\tau_{GL} = \hbar/8k_B(T_c - T)$ — время Гинзбурга–Ландау, связанное с длиной когерентности $\xi = (D\tau_{GL})^{1/2}$. Если ток смещения устанавливать на критическом уровне при каждой температуре, то время релаксации, как видно из (1.15), имеет следующую температурную зависимость:

$$\tau_Q \propto (1 - T/T_c)^{-1}.$$

Рассмотрим последнее слагаемое в (1.14). Если пространственная зависимость параметра порядка имеет вид $\Delta = \Delta_0 [1 - \exp(-x/\xi)]$, а скорость релаксации определяется $\Sigma_\xi = (2\tau_{GL})^{-1}$, то

$$\tau_Q = (4k_B T/\pi\Delta) (\tau_\varepsilon \tau_{GL})^{1/2}. \quad (1.17)$$

При этом температурная зависимость τ_Q такая же, как и в выражении (1.16). Более подробно температурную зависимость l_E обсудим в разд. 2.3.

Таким образом, если через границу между нормальным металлом и сверхпроводником протекает электрический ток, то в сверхпроводнике возникает электрическое поле, которое затухает на расстоянии l_E . Вблизи NS -границы в области сверхпроводника длиной l_E происходит преобразование нормального тока в сверхпроводящий, а параметр порядка Δ восстанавливается в сверхпроводнике на глубине порядка $\xi(T)$ [19].

1.2. Модели центров проскальзывания фазы

1.2.1. Феноменологическая модель токового резистивного состояния сверхпроводящего канала.

К настоящему времени РС сверхпроводящего канала, обусловленное протеканием постоянного тока, достаточно хорошо изучено экспериментально и благодаря одномерности задачи, где все величины зависят только от координаты вдоль образца, теоретически.

Теперь немного хронологии, в соответствии с которой возникла область исследований токового РС сверхпроводящих каналов.

При исследовании влияния термодинамических флуктуаций на критический ток и температуру сверхпроводящих оловянных вискерсов авторы работ [20,21] в 1968 г. обнаружили ступенчатый характер температурной зависимости резистивного перехода. Регулярные ступеньки напряжения на вольт-амперных характеристиках наблюдали также в работах [22,23] на однородных оловянных вискерах и в [24] на узких оловянных полосках.

Отмечены три важные особенности ступенчатых ВАХ: кратность динамических сопротивлений наклонных участков ВАХ; пересечение продолжений наклонных участков ВАХ в одной точке на оси токов и отсутствие гистерезисов, что указывает на нетепловой характер ступенчатой структуры ВАХ. В 1969 г. опубликована работа [25], в которой сообщалось о новом явлении — генерации электромагнитных колебаний относительно низких частот ($\sim 10^7$ Гц) по сравнению с джозефсоновскими ($\sim 10^{10}$ Гц) тонкими и узкими сверхпроводящими пленками олова (каналами) при пропускании через них постоянного электрического тока. Генерация наблюдалась, когда пленка находилась в токовом РС и токовый гистерезис в точке генерации на ВАХ отсутствовал.

Таким образом, к 1973 году были обнаружены неизвестные ранее свойства токового РС сверхпроводящих каналов, требующие объяснений. С этого момента началось интенсивное исследование этой области неравновесной сверхпроводимости, богатой физическими явлениями. В 1973 г. в работе [26] авторы предложили концепцию динамического фазового расслоения нагруженного током сверхпроводящего канала на квазинормальные и сверхпроводящие области. При этом подчеркивалось, что такое расслоение является динамическим и неравновесным. Резистивность существует в широком диапазоне токов между током распаривания Гинзбурга—Ландау I_c и некоторым верхним критическим током $I_{cn} \gg I_c$, при котором образец переходит в нормальное состояние.

Следует отметить большой вклад в дальнейшее развитие событий, который внесли независимо друг от друга группы во ФТИНТ и Гарвардском университете, опубликовавшие в 1974–75 гг. работы, содержащие микроскопические [10,27,28] и феноменологические [24] представления об основных особенностях РС сверхпроводящего канала, вызванного протеканием по нему постоянного электрического тока.

Было показано, что резистивность является следствием возникновения и развития при токах $I_c < I < I_{cn}$ системы чередующихся вдоль образца сверхпроводящих и квазинормальных областей. Последние являются специфическими динамическими образованиями, названными центрами проскальзывания фазы (ЦПФ).

Характерной чертой вольт-амперных характеристик (ВАХ) сверхпроводящих каналов являются скачки напряжений, при этом сопротивление образца изменяется кратным образом:

$$R = R_{d1}^n, \quad (1.18)$$

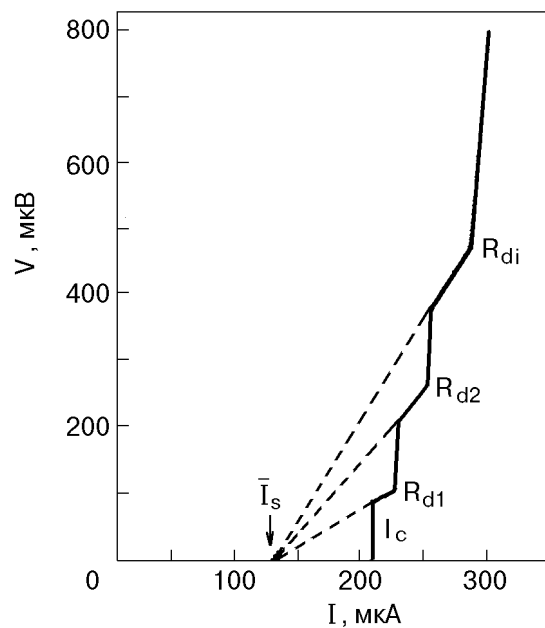


Рис. 1. Типичная вольт-амперная характеристика пленочного однородного сверхпроводящего канала (Sn-4) при температуре $T/T_c = 0,98$.

где R_{d1} — динамическое сопротивление линейного участка ВАХ, соответствующего первому ЦПФ; n — количество ЦПФ в канале. Типичная вольт-амперная характеристика сверхпроводящего канала, представленная на рис. 1, характеризуется следующими основными параметрами: критическим током I_c ; динамическим сопротивлением R_{di} ЦПФ (здесь i — номер ЦПФ, $i = 1,2,3,\dots$); током отсечки I_s при нулевом напряжении и избыточным током I_{exc} при больших напряжениях.

Феноменологическая модель токового РС была предложена в [24] (модель СБТ) и объединила идеи диффузии квазичастиц [6] и процессов проскальзывания фазы [29–31] в картину центров проскальзывания фазы. Согласно этой модели, центр проскальзывания фазы представляет собой ядро, порядка длины когерентности $\xi(T)$, и диффузионные хвосты, расположенные по обе стороны от ядра. В ядре ЦПФ параметр порядка Δ и сверхпроводящий ток осциллируют, причем в определенные моменты Δ обращается в нуль и одновременно фаза изменяется скачком на 2π . Период осцилляций определяется джозефсоновским соотношением [32]

$$\omega_j = 2eV/\hbar, \quad (1.19)$$

что экспериментально подтверждено в работах [24,33,34]. При облучении высокочастотным электромагнитным полем оловянных узких пленок [24] и оловянных вискерсов [33] на их вольт-амперных характеристиках кроме обычных для

ЦПФ скачков напряжения наблюдались также токовые ступени, причем это происходило при напряжениях, связанных с частотой облучения джозефсоновским соотношением (1.19). Необходимо отметить, что с увеличением частоты облучения величина основной токовой ступени уменьшалась. Так, на ВАХ вискера при частоте облучения 500 МГц хорошо видна основная токовая ступень, в то время как при частоте облучения 900 МГц величина ступени для этого же образца гораздо меньше [33]. При частоте облучения 10 ГГц и выше уже возникают трудности ее обнаружения, тогда как субгармонические ступени имеют такую же величину, как и основная токовая ступень [24]. Наличие субгармонических токовых ступеней говорит об ангармонизме колебаний параметра порядка и сверхпроводящего тока. Усредненный по времени сверхпроводящий ток, протекающий через неравновесную область, в которой возникает напряжение, равен 0,5–0,8 от локального критического тока сверхпроводящего канала, т.е. $\bar{I}_s = \beta I_c$. При этом нормальный ток I_n , протекающий через ЦПФ, равен $I - \bar{I}_s = I - \beta I_c$. Образованные в ядре центра проскальзывания фазы неравновесные квазичастицы диффундируют на глубину l_E , создавая экспоненциально затухающее на длине l_E распределение квазичастиц. В этом отношении ЦПФ аналогичен SNS-структуре [34,35]. Таким образом, динамическое сопротивление ЦПФ равно

$$R_{d1} = dV/dI = 2l_E \rho / S. \quad (1.20)$$

Полное падение напряжения на одном ЦПФ определено в [24]:

$$V = 2l_E \rho (I - \beta I_c) / S. \quad (1.21)$$

Многочисленные эксперименты, проведенные на узких полосках алюминия [36,37,38], на каналах из олова [22,39,40,41], сплава олово–индий [42] и индия [43], подтвердили основные положения феноменологической модели ЦПФ [24]. Величина l_E , определенная из динамического сопротивления ЦПФ, имела предсказанную теорией зависимость от длины свободного пробега электронов: $l_E \propto l_i$ [43].

В работе [44] измерялось пространственное распределение химических потенциалов пар μ_s и квазичастиц μ_n в окрестности ЦПФ с помощью близко расположенных в оловянном сверхпроводящем канале нормальных и сверхпроводящих туннельных зондов. Как и ожидалось, μ_s изменялся скачком, поскольку $\xi(T)$ меньше, чем расстояние между зондами, тогда как μ_n изменялся

на расстоянии l_E от центра ЦПФ по экспоненциальному закону. Была найдена предсказанная температурная зависимость $l_E \propto (1 - T/T_c)^{-1/4}$, которая из-за тепловых эффектов не всегда наблюдалась при определении l_E из динамического сопротивления центра проскальзывания фазы. Величина l_E хорошо совпадала с расчетной.

1.2.2. *Микроскопическая теория центров проскальзывания фазы.* Первая микроскопическая теория РС узких сверхпроводящих каналов была предложена в работах [10,28,45–50]. В работе [10] впервые, еще до появления феноменологических моделей, были высказаны общие теоретические соображения, из которых следовало, что, несмотря на отсутствие вихрей, резистивная область должна существовать и в узких сверхпроводящих каналах, так как, во-первых, существует максимальный однородный сверхпроводящий ток I_c , а во-вторых, в нормальном состоянии образца уменьшение тока ниже некоторого критического значения I_{cn} должно приводить к куперовской неустойчивости и сверхпроводящему спариванию электронов. Благодаря различным механизмам, определяющим I_c и I_{cn} , эти токи в общем случае не совпадают. В работе [28] с помощью кинетических уравнений была исследована структура токового состояния в сверхпроводящем канале, представляющая собой микроскопическое фазовое расслоение с чередованием сверхпроводящих и квазинормальных областей вдоль канала. Значения химических потенциалов μ_s соседних сверхпроводящих участков отличаются на разность потенциалов $\delta\phi$ между этими участками. Таким образом, в каждом сверхпроводящем участке $\mathbf{E} = -\nabla\phi/e$ и $\mu_s = \text{const}$. Ограничение потенциала ϕ обеспечивается компенсацией разности потенциалов $\delta\phi$ разностью химических потенциалов пар в соседних сверхпроводящих участках. В точках, где параметр порядка равен нулю, фазовая когерентность нарушается и μ_s , а с ним и ϕ , испытывают скачок. Такая картина схематически изображена на рис. 2. Видно, что сверхпроводящие участки имеют различные химические потенциалы пар μ_s . Это означает, что разность фаз между соседними участками будет нарастать со временем. Поскольку переходная область между этими участками, где $\Delta \approx 0$, имеет ширину порядка ξ , возникают джозефсоновские осцилляции параметра порядка и сверхпроводящего тока.

В динамической модели ЦПФ [51–54] с самого начала рассматривается нестационарная картина. Микроскопическая теория в этом случае основана на анализе микроскопических нестационарных уравнений сверхпроводимости. В области джо-

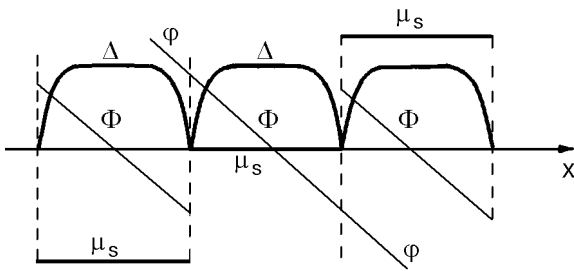


Рис. 2. Поведение параметра порядка Δ и потенциалов μ_s и Φ в модели токового резистивного состояния [28].

зефсоновских частот, меньших Δ/\hbar и частоты энергетической релаксации, эти уравнения в наиболее общем виде впервые были получены Крамером и Уаттс-Тобином [55,56]. Они имеют вид

$$-\frac{\pi}{8T} \sqrt{(4\tau_\epsilon^2 \Delta^2 + \hbar^2)} \frac{\partial \Delta}{\partial t} + \frac{\pi \hbar}{8T} D \nabla^2 \Delta + \frac{\pi \hbar}{8T} D \left(\frac{2e}{\hbar c} Q^* \right)^2 \Delta + \frac{T_c - T}{T} \Delta - \frac{7\zeta(3)}{8\pi^2} \frac{\Delta^3}{T^2} = 0 ; \quad (1.22)$$

$$\frac{1}{e \sqrt{(4\tau_\epsilon^2 \Delta^2 + \hbar^2)}} \Delta^2 \Phi - \frac{D}{\hbar c} \operatorname{div} (\Delta^2 Q^*) = 0 ; \quad (1.23)$$

$$j = \sigma E + \frac{\sigma \pi \Delta^2}{2 \hbar c T} Q^* , \quad (1.24)$$

где

$$E = \frac{1}{c} \frac{\partial Q^*}{\partial t} - \frac{1}{e} \nabla \Phi ; \quad (1.25)$$

$$Q^* = (\hbar c / 2e) \nabla \chi - A . \quad (1.26)$$

Решение уравнений (1.22)–(1.26), их анализ и последующие экспериментальные исследования позволили сделать следующие выводы [1,34,35,51,53,57]. В области ЦПФ длиной $2\xi\Gamma^{1/2}$, где $\Gamma = \hbar/2\tau_\epsilon\Delta_0$ – фактор распаривания, сверхпроводящий ток и параметр порядка испытывают существенные колебания. В моменты обращения Δ в нуль фаза χ испытывает скачок на 2π , а $\Phi(x=0)$ обращается в бесконечность. Амплитуда осцилляций Δ порядка $\Delta_0\Gamma^{1/2}$, где Δ_0 – равновесное значение параметра порядка. По мере удаления от ЦПФ осцилляции Δ быстро затухают, и на расстояниях $x > x_2 = \xi\Gamma^{1/2}$ параметр порядка практически не зависит от времени. При $x \gg \xi$ параметр порядка принимает равновесное значение

Δ_0 . Сверхпроводящий ток осциллирует, но остается малым, так что весь ток переносится нормальными возбуждениями. На расстояниях $x_1 = (\xi l_E)^{1/2} < x \leq l_E$ осцилляции всех величин пренебрежимо малы. В этой области происходит релаксация неравновесности Φ , создаваемой в ядре ЦПФ. По мере убывания Φ нормальный ток уменьшается, сверхпроводящий ток растет, а Δ убывает. Структура центра проскальзывания фазы, согласно динамической модели, показана на рис. 3. При его сравнении с рис. 2, иллюстрирующим статическую модель, видно, что поведение параметра порядка Δ и потенциала Φ в обоих случаях аналогично почти на всем протяжении между ЦПФ, за исключением узкой области непосредственно вблизи центра проскальзывания фазы. Процесс формирования напряжения на ЦПФ в статической модели имеет ту же физическую природу, что и в динамической.

Как уже отмечалось, на вольт-амперных характеристиках сверхпроводящих каналов наблюдаются скачки напряжения. Они связаны с появлением в канале новых ЦПФ, образующихся при увеличении тока. Качественная картина скачков напряжения, основанная на модели СБТ [24], рассмотрена в п. 1.2.1. Более последовательным является подход, основанный на микроскопической теории [47]. Отметим, что полученное из микроскопической теории численное значение динамического сопротивления, вносимого одним изолированным ЦПФ, равно $2,06 l_E \rho / S$, удивительно хорошо согласуется с феноменологическим результатом, полученным в модели СБТ (см. (1.20)).

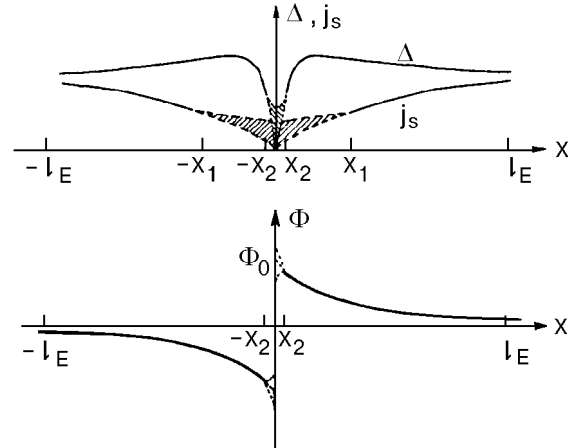


Рис. 3. Поведение параметра порядка Δ , плотности сверхпроводящего тока j_s и потенциала Φ в статической (сплошная линия) и динамической (штриховая линия) областях. Заштрихованы области значений, которые могут принимать Δ и j_s в процессе осцилляций.

Таким образом, можно считать, что к настоящему времени токовые РС сверхпроводящих каналов достаточно хорошо изучены экспериментально и находят свое объяснение в современной теории. Однако говорить о численном согласии пока рано. Ведь процессы проскальзывания фазы являются по своей природе существенно нелинейными, и поэтому получить точное в математическом смысле аналитическое решение динамических уравнений (1.22)–(1.24) вряд ли возможно. Тем не менее основные качественные характеристики РС, без сомнения, правильно описываются теорией.

2. Резистивное состояние сверхпроводящего канала, обусловленное переменным электромагнитным полем

Естественно считать, что под действием какого-либо внешнего возмущения равновесная функция распределения квазичастиц в сверхпроводнике приобретает неравновесную добавку. В зависимости от четности этой части функции распределения квазичастиц относительно ϵ_k неравновесные явления в сверхпроводниках можно условно разделить на два типа [17].

Первый тип неравновесности характеризуется симметричным изменением функции распределения электроно- и дырочноподобных возбуждений и реализуется, как правило, при облучении сверхпроводников внешним электромагнитным полем. В определенном диапазоне частот и мощностей эта неравновесность приводит к увеличению щели и повышению критических параметров сверхпроводящего образца, т.е. к стимуляции сверхпроводимости [58,59]. Этот эффект нашел свое объяснение в теории, предложенной в работе [60].

Ко второму типу относятся неравновесные явления в случае нечетной части функции распределения, когда происходит нарушение симметрии числа квазичастиц по ветвям спектра возбуждений (разбаланс заряда ветвей). Такая ситуация наблюдается при протекании постоянного тока через NS -границу, при инъекции неравновесных квазичастиц в туннельных переходах SIN , а также в однородном сверхпроводнике при наличии в нем градиента температуры или при $I > I_c$ (центры проскальзывания фазы).

После открытия сверхпроводимости, стимулированной микроволновым излучением, долгое время считалось, что электромагнитное поле создает лишь симметричное изменение функции распределения квазичастиц и, следовательно, не приводит к разбалансу заселенностей ветвей квазичастичного спектра. Однако еще в 1976 г. в

работе [61] было высказано предположение, что при СВЧ облучении в сверхпроводнике возникает стационарное электрическое поле, т.е. разбаланс заряда квазичастиц. Возникающий разбаланс заселенностей ветвей квазичастичного спектра в этой работе, а также в вышедшей позже работе [62] объяснялся термоэлектрическим эффектом, и его величина оказалась достаточно малой — порядка ϵ^*/E_F ($\epsilon^* \sim \Delta$). В работах [63,64] теоретически показано, что под действием электромагнитного поля однородное состояние сверхпроводника становится неустойчивым и возможен переход к пространственно-неоднородному состоянию, структура которого, однако, оставалась неопределенной. В работе [65] экспериментально обнаружено, что под действием электромагнитного излучения мощностью P , большей критической P_c (P_c — минимальная мощность электромагнитного излучения, при которой критический ток канала I_c равен нулю), в сверхпроводящем канале возникает NS -расслоение, физическая природа которого определенное время оставалась невыясненной. В этой связи необходимо также отметить результаты работ, в которых наблюдались ступенчатые структуры на сверхпроводящих переходах оловянной [66] и алюминиевой [67] узких пленок, находящихся в поле СВЧ излучения, и переходы под действием электромагнитного поля в РС широких сверхпроводящих пленок олова [68] и алюминия [69,70].

2.1. Дискретность изменения сопротивления сверхпроводящего канала при мощности электромагнитного облучения, большей критической

Рассмотрим структуру резистивного состояния канала, обусловленного электромагнитным полем. На рис. 4 представлены семейства ВАХ и их производных для образца Sn-14 при различных уровнях мощности облучения частотой $f = 6,3$ ГГц [71]. Для первой ВАХ и ее производной мощность облучения равна нулю, а для остальных она возрастала с увеличением порядкового номера. Параметры всех рассмотренных в обзоре образцов приведены в таблице.

На рис. 4,а видно, что с увеличением мощности облучения в образце возникают ЦПФ, вызванные электромагнитным облучением (ас ЦПФ), в отличие от ЦПФ, вызванных постоянным током (dc ЦПФ). При монотонном увеличении мощности высокочастотного поля сопротивление канала R_i ($i = 1, 2, 3, \dots$), определяемое по наклону начальных участков ВАХ, изменяется дискретно. Результаты, аналогичные приведенным на рис. 4,а,

Параметры пленочных образцов

Образец	l ,	w ,	d ,	$R_{4,2}$,	R_{300} ,	T_c ,
	мкм	мкм	нм	Ом	Ом	К
Sn-2	80	1,0	175	6,85	67,74	3,763
Sn-3	25	1,0	73	5,50	51,20	3,821
Sn-4	30	1,0	199	1,45	21,50	3,783
Sn-5	21	1,5	70	4,26	30,91	3,860
Sn-6	30	1,0	100	4,33	39,32	3,733
Sn-8	33	1,0	88	5,87	51,33	3,821
Sn-10	53	1,5	86	5,13	60,02	3,842
Sn-12	35	1,0	71	5,48	64,73	3,812
Sn-13	35	1,0	88	4,08	52,08	3,820
Sn-14	75	1,0	117	10,5	95	3,781
Sn-15	20	1,0	50	9,32	63,05	3,830

Примечание: l — длина; w — ширина; d — толщина образца

были получены также в работе [72] для алюминиевых образцов при частоте облучения 25 ГГц. Величину сопротивления ас ЦПФ можно определить и по рис. 4,б, так как dV/dI при $I_{tr} = 0$ является также сопротивлением ас ЦПФ, измеренным на переменном токе (частота модулирующего сигнала $f_m \sim 1$ кГц).

На рис. 4,а видно, что для частоты облучения 6,3 ГГц сопротивление первого ас ЦПФ $R_1 = 3,5$ Ом (кривая 3). С увеличением мощности облучения количество ЦПФ, возникающих под действием электромагнитного поля, растет, при этом сопротивление образца увеличивается кратным образом: $R = R_1 n$, где R_1 — сопротивление одного ас ЦПФ, $n = 1, 2, 3 \dots N$ (N — наибольшее число ас ЦПФ в образце для данной частоты облучения). Поскольку размеры исследуемых образцов ($\sim 10^4$ м) малы по сравнению с длиной волны электромагнитного поля ($\sim 10^{-2}$ м), можно считать, что через образец протекает однородный высокочастотный ток $I_{fr} \propto \sqrt{P}$, хотя его величина непосредственно и не измерялась. Как видно на рис. 4, с увеличением мощности облучения (величины высокочастотного тока через образец) сопротивление каждого возникающего ас ЦПФ R_1 остается постоянным, т.е. разогревный эффект, который существовал бы, если бы сопротивление R_1 было вызвано нормальным доменом длиной порядка l_E , не наблюдается. Зависимость постоянного напряжения, возникающего на кон-

цах сверхпроводящего канала (образец Sn-2), от мощности электромагнитного облучения $\alpha = 10 \lg(P/P_0)$ при малом измерительном постоянном токе ($I_{tr} = 11$ мкА $\ll I_c$) приведена на рис. 5. При $0 \leq P < P_c$ образец находится в сверхпроводящем состоянии и падения напряжения на его концах не наблюдается. С увеличением высокочастотного тока через канал в нем возникают ас ЦПФ, и на зависимости $V(\alpha)$ наблюдаются связанные с этим скачки напряжения. Результаты, аналогичные приведенным на рис. 5, были получены также в работах [70,72] для алюминиевых образцов при частоте облучения 25 ГГц.

Таким образом, в случае, когда мощность облучения больше критической, сопротивление сверхпроводящего канала при изменении мощности электромагнитного излучения изменяется дискретно и кратно.

Однако следует заметить, что приведенные методики определения сопротивления ас ЦПФ предполагали наличие измерительных постоянного (в случае ВАХ) или низкочастотного (в случае производных ВАХ) токов. Поэтому в отсутствие этих токов сохранение дискретности изменения сопро-

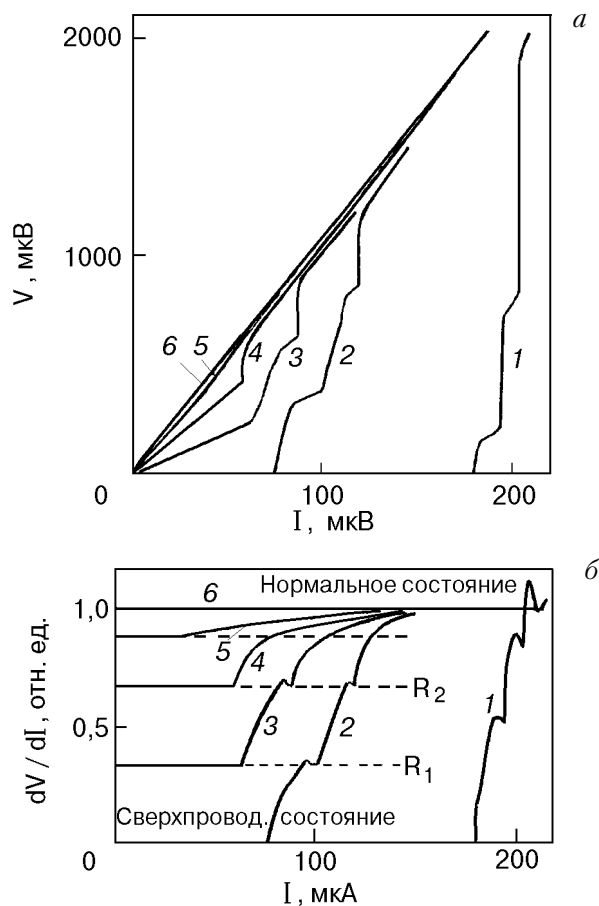


Рис. 4. Семейства ВАХ (а) и их производных (б) сверхпроводящего канала Sn-14 при различных уровнях мощности облучения, $f = 6,3$ ГГц, $T = 3,719$ К.

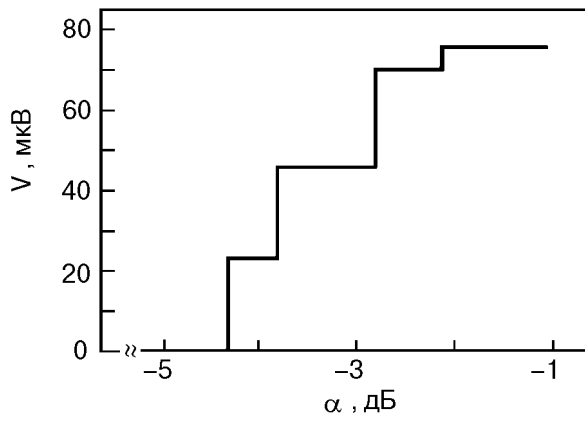


Рис. 5. Зависимость напряжения, возникающего на концах образца Sn-2, от мощности электромагнитного облучения $f = 8,9$ ГГц, $I_{tr} = 11$ мкА и $T = 3,650$ К.

тивления сверхпроводящего канала, находящегося в РС под действием электромагнитного поля, вызывало сомнение.

Известно, что в результате теплового движения носителей тока в проводнике возникают тепловые шумы, или шумы сопротивления [73,74]. В соответствии с теоремой Найквиста, действующее напряжение тепловых шумов, обусловленное наличием сопротивления R , равно [75]

$$V = (4k_B TR \delta f)^{1/2}, \quad (2.1)$$

где δf — полоса частот схемы для измерения шумов. Поскольку уравнение (2.1) справедливо для любого сопротивления R независимо от его природы [74], следует ожидать, что на концах канала, находящегося в РС, будут возникать скачки напряжения шумов, пропорциональные квадратному корню из сопротивлений ас ЦПФ.

На рис. 6 приведена зависимость спектральной плотности шума $S_V = V^2/\delta f = 4k_B TR$ от мощности электромагнитного облучения $\alpha = 10 \lg(P/P_0)$ ($f = 6,3$ ГГц) для исследованного традиционными методами образца Sn-14 (см. рис. 4) [71]. Видно, что с возрастанием мощности электромагнитного поля шумовое напряжение канала, находящегося в РС, увеличивается дискретным образом. Важно отметить, что значения напряжения шумов, полученные в [71], достаточно хорошо согласуются с рассчитанными по формуле (2.1) в предположении, что источниками этих шумов являются ас ЦПФ, сопротивления которых определены (см. рис. 4). Можно было бы предположить, что в эксперименте по исследованию шумов сверхпроводящего канала Sn-14 ЦПФ появляются в результате протекания паразитного постоянного

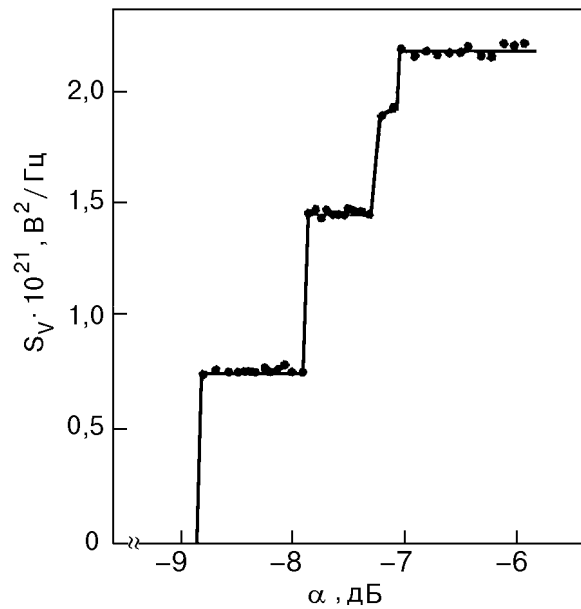


Рис. 6. Зависимость спектральной плотности шума S_V сверхпроводящего канала Sn-14 от мощности электромагнитного облучения, $f = 6,3$ ГГц, $T = 3,719$ К.

тока, возникающего в результате детектирования СВЧ сигнала. Однако эффект детектирования в [71] не был обнаружен. Наличие участков постоянного шумового напряжения на зависимости $S_V(\alpha)$ (см. рис. 6) и отсутствие избыточного шума дают основание предполагать, что в СВЧ сигнале ($f = 6,3$ ГГц) отсутствует паразитный ток, частота которого находится в полосе частот измерения шумов [71].

Таким образом, измерение сопротивления канала на переменном токе ($f_m \sim 1$ кГц) при $I_{tr} = 0$, а также исследование шумов показали, что под действием электромагнитного поля $P > P_c$ в отсутствие постоянного тока в узком канале возникают ас ЦПФ.

Аналогичная картина наблюдается и при исследовании высокотемпературных образцов. На рис. 7 представлено семейство ВАХ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ образца (HS-7) при различных уровнях мощности внешнего облучения [76]. Для первой ВАХ мощность облучения равна нулю, а для остальных она возрастала с увеличением порядкового номера. На рисунке видно, что под действием микроволнового поля, как и в оловянном сверхпроводящем канале, сопротивление высокотемпературного образца изменяется дискретным образом (см. начальные участки ВАХ на рис. 7). Вначале с увеличением микроволновой мощности образец скачком переходит из сверхпроводящего состояния в состояние с сопротивлением $R_1 = 1,88$ Ом, при дальнейшем непрерывном увеличении мощности скачком происходит переход в состояние с

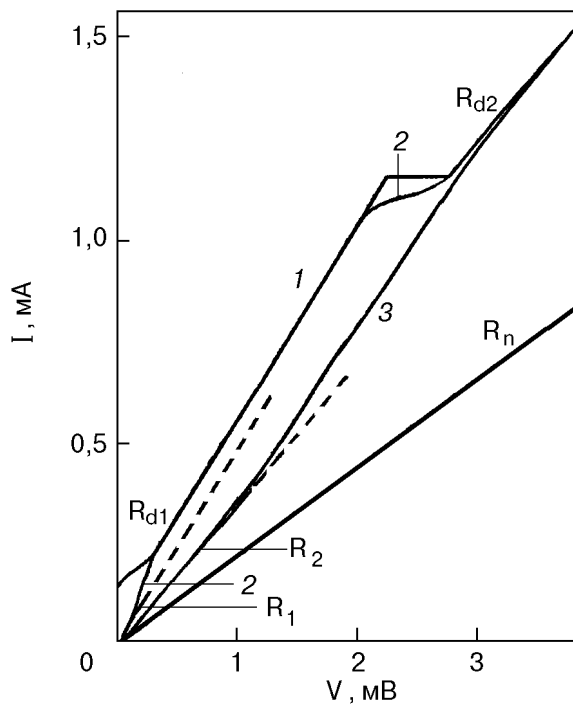


Рис. 7. Семейство ВАХ образца HS-7 при различных уровнях ослабления мощности внешнего облучения ($f = 16,2$ ГГц) P , дБ: -100 (1), -26 (2), -3 (3). $T = 5$ К.

сопротивлением $R_2 = 3,14$ Ом, и лишь после этого, при дальнейшем увеличении мощности, образец переходит в нормальное состояние с сопротивлением $R_n = 4,50$ Ом. Это дает нам основание утверждать, что в высокотемпературном образце под действием микроволнового поля также возникают ас ЦПФ, как это наблюдалось в оловянных сверхпроводящих каналах. Некоторое нарушение кратности величины сопротивлений ЦПФ ($\sim 10\%$) можно объяснить неидеальностью исследуемого канала и его малой длиной, которая позволяет поместиться только двум ас ЦПФ. Интересно отметить, что в этом эксперименте частота облучения такова (см. разд. 2.2), что динамические сопротивления ЦПФ, вызванных постоянным током, равны сопротивлениям ас ЦПФ: $R_{d1} = R_1$, $R_{d2} = R_2$, причем $R_{d1}(P = 0) = R_{d1}(P > P_c)$, $R_{d2}(P = 0) = R_{d2}(P > P_c)$ (см. рис. 7) [76].

2.2. Немонотонная частотная зависимость сопротивления центра проскальзывания фазы, обусловленного электромагнитным полем

Рассмотрим частотную зависимость глубины проникновения продольного электрического поля в сверхпроводник. На рис. 8 показаны семейства ВАХ образца Sn-5 при различных уровнях мощности облучения для частот $1,5$ и $5,025$ ГГц [77]. Для первой ВАХ мощность облучения равна

нулю, а для остальных (кривые 2–10) она возрастает с увеличением порядкового номера ВАХ. Из рис. 8 следует, что в случае, когда $P > P_c$, при возрастании мощности электромагнитного поля в образце возникают ас ЦПФ, величина сопротивления которых R_1 неодинакова для разных частот. При исследовании резистивности сверхпроводящих каналов, вызванной возникновением в них ЦПФ, можно определить глубину проникновения продольного электрического поля в сверхпроводник (см. (1.20)):

$$l_E(\omega = 0) = lR_{d1}(P = 0)/2R_n; \quad (2.2)$$

$$l_E(\omega) = lR_{d1}(P \geq P_c)/2R_n.$$

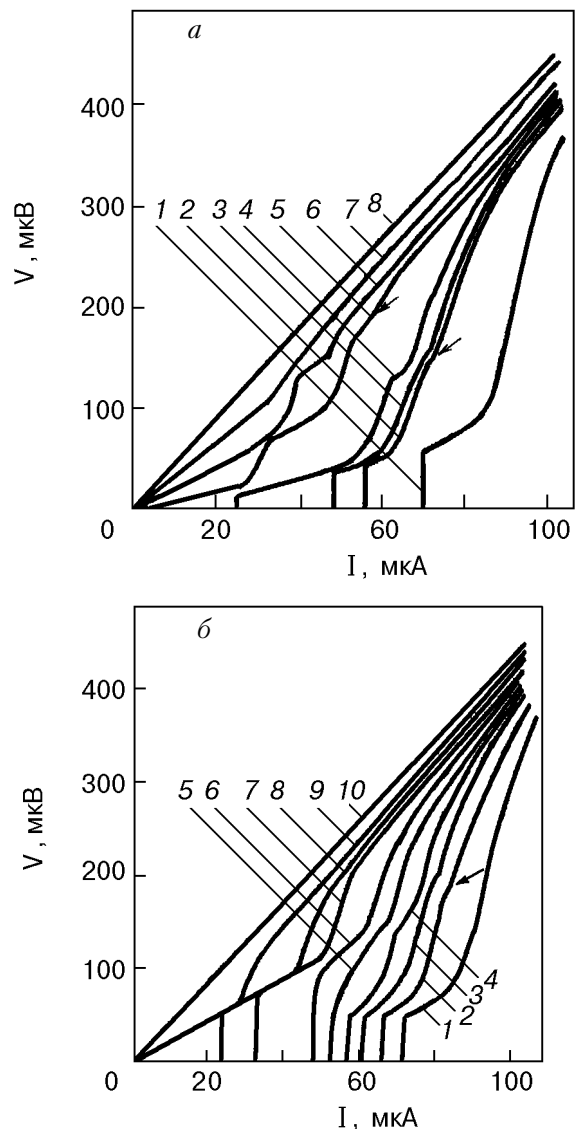


Рис. 8. Семейства ВАХ канала Sn-5 при различных уровнях мощности облучения при $T = 3,821$ К: $f = 1,5$ ГГц (а) и $f = 5,025$ ГГц (б).

Здесь l — длина канала; R_n — его нормальное сопротивление при низкой температуре; $\omega = 2\pi f$ — частота облучения. Отметим, что, как будет показано в разд. 3.1, при $P > P_c$ сопротивление ас ЦПФ равно сопротивлению dc ЦПФ.

Как было показано в разд. 1.1, для понимания явления проникновения продольного электрического поля в сверхпроводник существенную роль играет представление о разбалансе ветвей квази-частичного спектра и о механизмах выравнивания заселенностей электронной и дырочной подсистем. Простейший механизм релаксации разбаланса заряда вблизи T_c обусловлен неупругими электрон-фононными столкновениями [9,78]. В этом случае зависимость $l_E(\omega)$ определяется выражением [9,79,80]

$$l_E(\omega)/l_E(0) = [(1 - i\omega\tau_1)(1 - i\omega\tau_\Delta)]^{-1/2}, \quad (2.3)$$

где $\tau_1 = \tau_\epsilon$ — время неупругой релаксации для однородных образцов; τ_Δ — время релаксации фазы параметра порядка:

$$\tau_\Delta = \begin{cases} \tau/2(1 - T/T_c) & \text{«чистый» предел} \\ 2\hbar k_B T / \pi \Delta^2 & \text{«грязный» предел;} \end{cases}$$

τ — время релаксации, обусловленное рассеянием на примесях.

В работе [81] была рассмотрена частотная зависимость l_E при учете механизма релаксации, обусловленного коллективными колебаниями. Выражение для глубины проникновения продольного электрического поля в этом случае имеет такой же вид, как при электрон-фононном механизме релаксации. При этом в формуле (2.3) $\tau_1 = \tau_s$ — время релаксации на коллективных колебаниях. Выражение для оценки τ_s в тонкой пленке имеет следующий вид [81]:

$$\tau_s \sim \frac{\Delta}{k_B T} \left(\frac{\epsilon_F}{T^3} \right)^{1/2} p_F d (p_F l_i)^{1/2}, \quad (2.4)$$

где d — толщина пленки; $l_i = l_{ph} (R_{300}/R_{4,2} - 1)$ — длина свободного пробега электронов при рассеянии на примесях [82]; l_{ph} — длина свободного пробега электронов, обусловленная фононным механизмом рассеяния ($T = 300$ К).

На рис. 9 приведены частотные зависимости отношения $R_1(f)/R_{d1}(f=0) = l_E(\omega)/l_E(0)$ для образцов Sn-3 и Sn-4 [83]. Видно, что с увеличением частоты значение $R_1(f)$ (а следовательно, и $l_E(\omega)$) вначале уменьшается, а затем начинает возрастать. Сплошными линиями на рис. 9 представ-

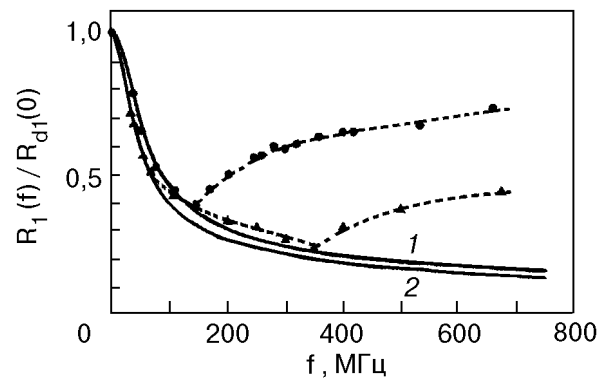


Рис. 9. Зависимость сопротивления высокочастотного центра проскальзывания фазы $R_1(f)/R_{d1}(P=0)$ от частоты облучения для образцов Sn-3 (●) и Sn-4 (▲) при $T = 3,742$ К.

лены рассчитанные по формуле (2.3) действительные части отношения $l_E(\omega)/l_E(0)$ для $\tau_1 = 5 \cdot 10^{-9}$ с (кривая 1) и $\tau_1 = 6,5 \cdot 10^{-9}$ с (кривая 2). Видно, что кривые хорошо совпадают с ниспадающими участками экспериментальных зависимостей, причем τ_1 для образца Sn-4 больше, чем для образца Sn-3. В рамках модели, предложенной в работе [81], это можно объяснить следующим образом. Согласно (2.4), время релаксации на коллективных колебаниях τ_s пропорционально d и l_i . А длина свободного пробега и толщина образца Sn-4 больше, чем образца Sn-3 (см. таблицу). Важно отметить также, что для образцов с большими d и l_i отклонение от предсказаний теории начинается при более высоких частотах облучения (см. рис. 9).

Таким образом, при надлежащем выборе значения времени релаксации квазичастиц τ_1 в реальных образцах теория не только качественно, но и количественно правильно описывает ниспадающий участок зависимости $l_E(\omega)/l_E(0)$. Что же касается полной экспериментальной зависимости $l_E(\omega)/l_E(0)$, то она принципиально отличается от предсказаний теории немонотонностью, определяемой механизмами, не учтенными в имеющихся теориях.

Чтобы проследить поведение возрастающей ветви зависимости $R_1(f)$ на высоких частотах, был выбран более длинный образец Sn-2. На рис. 10 представлены частотные зависимости сопротивления R_1 и наибольшего числа N ас ЦПФ в образце Sn-2 [84]. Видно, что с ростом частоты облучения сопротивление ас ЦПФ увеличивается, причем такое поведение $R_1(f)$ наблюдается вплоть до частот, сравнимых с частотой щели $2\Delta/\hbar$, в то время как N с ростом частоты убывает [84]. Поведение возрастающей ветви, как нам кажется, связано с нелинейными процессами релаксации разбаланса

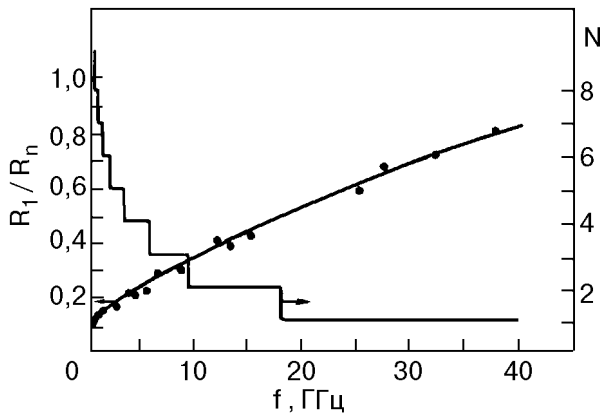


Рис. 10. Зависимость сопротивления R_1/R_n и максимального числа N высокочастотных центров проскальзывания фазы от частоты облучения для образца Sn-2 при $T = 3,650$ К.

заселенностей электроно- и дырочноподобной ветвей энергетического спектра квазичастиц в условиях электромагнитной накачки при частотах облучения $\omega > \tau_Q^{-1}$. В этом случае разбаланс заселенностей ветвей квазичастичного спектра, обусловленный электромагнитным полем, не успевает полностью релаксировать за время ω^{-1} . С увеличением частоты этот процесс усиливается и в связи с пространственной диффузией наблюдается увеличение $l_E(\omega)$. Немонотонность частотной зависимости, как нам представляется, является результатом существования двух механизмов релаксации разбаланса заряда, один из которых приводит к уменьшению $l_E(\omega)$, а другой — к ее увеличению с ростом частоты облучения, причем механизм, обеспечивающий возрастание $l_E(\omega)$, «включается» при $\omega > \tau_Q^{-1}$ и с ростом частоты облучения становится определяющим.

2.3. Температурная зависимость сопротивления центра проскальзывания фазы

Важным моментом для понимания механизмов релаксации разбаланса заселенностей ветвей квазичастичного спектра в узком канале является исследование зависимости сопротивления ЦПФ от температуры. В ряде работ по исследованию свойств ЦПФ в вискерах и узких длинных пленках, напыленных на стеклянные подложки, зависимость сопротивления ЦПФ (а следовательно, и глубины проникновения продольного электрического поля) от температуры не обнаружена [22–24]. На основании этого в работе [24] был сделан ошибочный вывод о том, что глубину проникновения продольного электрического поля в сверхпроводник определяет время энергетической релаксации τ_ϵ , а не время релаксации разбаланса заряда τ_Q . Однако более тщательные исследования показали, что l_E зависит от температуры. В рабо-

те [85] исследовалась температурная зависимость l_E в узких, тонких и длинных оловянных пленках, напыленных на подложки из кристаллического кварца. Оказалось, что при температурах, достаточно далеких от T_c , величина l_E определяется столкновениями электронов с примесями, как и предсказывалось в [46,86]. При температурах, близких к T_c , положение существенно изменяется, так как здесь характерные времена, обусловленные упругой релаксацией, из-за своей сильной температурной зависимости $((1 - T/T_c)^{-1})$ становятся большими и неупругие процессы (рассеяние на фононах) начинают играть преобладающую роль. В этом случае $l_E \propto (1 - T/T_c)^{-1/4}$.

В работе [44] также проводилось измерение l_E в тонких и узких пленках олова и индия, но по другой методике. В некотором месте на пленке делалась насечка, так что ширина пленки в этом месте уменьшалась примерно вдвое. Когда постоянный ток через пленку превышал критическое значение, в узком месте возникало электрическое поле. Длина спада поля определялась с помощью микросондов, расположенных вблизи насечки на малом расстоянии друг от друга (~ 2 мкм). В соответствии с теорией было получено, что при $T \rightarrow T_c$ длина l_E увеличивается по закону $l_E \propto \Delta^{-1/2} \propto (1 - T/T_c)^{-1/4}$.

В работе [79] показано, что при температурах, близких к критической, тепловые эффекты могут завуалировать температурную зависимость сопротивления ЦПФ, которую все же удалось выделить после учета эффекта разогрева.

Нужно отметить, что в некоторых теоретических моделях релаксации разбаланса заряда отсутствует температурная зависимость сопротивления ЦПФ. Так, например, в работе [87] показано, что учет рассеяния квазичастиц на статических неоднородностях параметра порядка (структурных флуктуациях) приводит к независимости от температуры глубины проникновения продольного электрического поля. Однако в подавляющем большинстве экспериментальных работ температурная зависимость l_E все же наблюдалась, если авторы аккуратно учитывали тепловые эффекты.

Например, в работе [88] были проведены исследования температурной зависимости динамического сопротивления R_{d1} ($P = 0$) ЦПФ, обусловленного постоянным током, а также сопротивления $R_1(f)$ ЦПФ, обусловленного электромагнитным полем. На рис. 11 приведены вольт-амперные характеристики одного из исследованных образцов при различных температурах [88]. Видно, что с понижением температуры $R_1(f)$ уменьшается. На рис. 12 приведены зависимости l_E от температуры

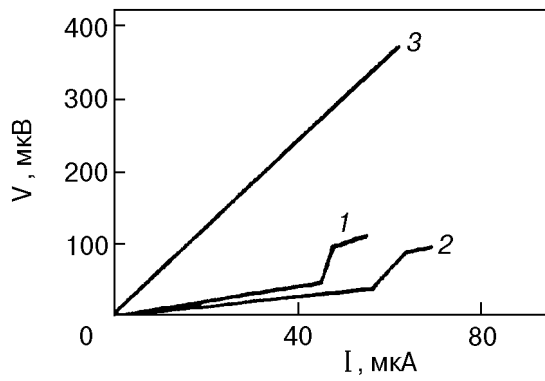


Рис. 11. Вольт-амперные характеристики пленочного однородного канала Sn-8, находящегося в электромагнитном поле, $f = 2,0$ ГГц при $T = 3,782$ К (1), $T = 3,657$ К (2) и $T = T_c$ (3).

для нескольких исследованных в [88] образцов. На этом рисунке цифрами 2, 3, 4 отмечены температурные зависимости глубины проникновения в сверхпроводник постоянного продольного электрического поля в отсутствие электромагнитного излучения, цифрами 1, 5, 6 и 7 — температурные зависимости l_E при мощностях облучения $P > P_c$ для частот 9,2, 4,3, 2,0 и 0,386 ГГц соответственно. На рисунке видно, что для ЦПФ, обусловленных как постоянным, так и переменным токами, $l_E \propto (1 - T/T_c)^{-1/4}$. Это согласуется с результатами работ [89–92].

При исследовании температурной зависимости сопротивления ЦПФ, как было отмечено выше, существенную роль играют процессы перегрева. Увеличение температуры пленки из-за нагрева ЦПФ джоулевым теплом определяется из соотношения [24]

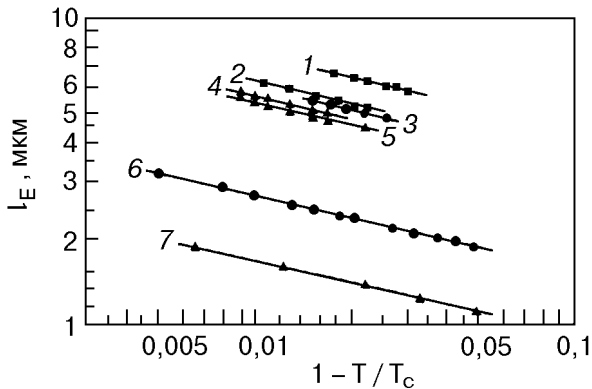


Рис. 12. Температурные зависимости глубины проникновения продольного электрического поля в образцы Sn-5 (▲), Sn-8 (●) и Sn-10 (■) в отсутствие электромагнитного облучения (2,3,4) и при различных частотах облучения f , ГГц: 9,2 (1), 4,3 (5), 2,0 (6), 0,386 (7) в случае $P > P_c$.

$$\delta T = \frac{P}{(2\eta + l_E) \alpha'_{fs} \omega}, \quad (2.5)$$

где $\eta = (Kd/\alpha'_{fs})^{1/2}$ — тепловая длина; K — коэффициент теплопроводности металла; α'_{fs} — коэффициент теплопередачи от пленки к подложке; ω — ширина пленки.

Коэффициент теплопроводности можно рассчитать из удельного сопротивления образца, используя закон Видемана — Франца:

$$K = \frac{\pi^2 k_B T}{3e^2 \rho}. \quad (2.6)$$

Для оловянных пленок $K = 0,05 - 0,10$ Вт/см·К, а коэффициент теплопередачи от пленки олова к кварцевой подложке, рассчитанный в [93], равен 6 Вт/см·К. При протекании постоянного тока через ЦПФ в отсутствие электромагнитного поля выделяется мощность $P \sim 10^{-9}$ Вт, при этом перегрев пленки, согласно (2.5), будет порядка 10^{-3} К.

Гораздо сложнее оценить перегрев образца при одновременном протекании через него переменного и постоянного токов. Квадрат амплитуды переменного критического тока в зависимости от частоты имеет следующий вид [94,95]:

$$I_{c0}^2 = \begin{cases} I_c^2 (1 + \sqrt{2} \omega \tau), & \omega \tau \ll 1 \\ 2I_c^2 [1 - (4\omega \tau)^{-2}], & \omega \tau \gg 1. \end{cases} \quad (2.7)$$

Здесь $\tau \approx 1,2\tau_e/(1 - T/T_c)^{1/2}$ — время релаксации щели.

Из (2.7) следует, что максимальное значение амплитуды переменного критического тока I_{c0} равно $\sqrt{2} I_c$. При этом мощность, выделяемая на ас ЦПФ, сопротивление которого R_1 , равна

$$P_f = I_{\text{eff}}^2 R_1 = I_c^2 R_1, \quad (2.8)$$

где $I_{\text{eff}} = I_{c0}/\sqrt{2}$ — действующее значение тока.

Поскольку для пленочных оловянных образцов $P_f = I_c^2 R_1 \sim 10^{-9}$ Вт, величина перегрева пленки за счет джоулева тепла, выделяемого на ЦПФ при протекании переменного тока, не превышает значение, полученное для ЦПФ при протекании через него постоянного тока, т.е. порядка милликельвина. При пропускании измерительного постоянного тока через ас ЦПФ выделяется мощность $P' = I^2 R_1$. Так как $I < I_c$ и $P' \ll P_f$, то разогревом образца за счет протекания постоянного тока в этом случае можно пренебречь.

При облучении сверхпроводящего канала высокочастотным электромагнитным полем происходят так называемые омическая и релаксационная диссипации [95].

При высоких частотах ($\omega\tau_\epsilon > 1$) выражение для оценки разогрева пленки за счет омического поглощения имеет вид

$$\delta T_\Omega = \frac{I_c^2 R_1 (3\omega/4\omega_\Delta)^2}{\alpha'_{fs} \omega l}, \quad (2.9)$$

где $\omega_\Delta = \pi\Delta^2/2\hbar k_B T$; l — длина пленки.

Для оловянных образцов на кварцевых подложках разогрев пленки за счет омической диссипации не превышает нескольких десятых милликельвина, т.е. пренебрежимо мал. Оценка разогрева пленки за счет релаксационного поглощения дает $\delta T_R/\delta T_\Omega < 10^{-2}$, т.е. вклад релаксационной диссипации также пренебрежимо мал.

Таким образом, при исследовании температурных зависимостей I_E даже завышенные оценки перегрева оловянной пленки, напыленной на кварцевую подложку, достаточно малы, что позволяет пренебречь тепловыми эффектами при определении глубины проникновения продольного электрического поля в сверхпроводник.

Отсутствие явлений перегрева видно и из вольт-амперных характеристик (см. рис. 4, 8 и 11). При пропускании постоянного тока, величиной вплоть до нескольких десятков микроампер, сопротивление ас ЦПФ не изменяется (продолжительные линейные участки ВАХ), что говорит о хорошем тепловом согласовании пленки с подложкой, обеспечивающем достаточно эффективный отток тепла от образца в гелиевую ванну.

3. Влияние электромагнитного облучения на резистивное состояние сверхпроводящего канала, обусловленное протеканием постоянного тока

3.1. Динамическое сопротивление сверхпроводящего канала

Как было показано выше, динамическое сопротивление ЦПФ пропорционально глубине проникновения продольного электрического поля в сверхпроводник (см. (1.20)) и равно

$$R_{d1} = 2l_E R_n / l = 4 [(D/\pi)(k_B T / \Delta) \tau_\epsilon]^{1/2} R_n / l. \quad (3.1)$$

Учитывая (3.1), можно ожидать, что при подавлении параметра порядка Δ электромагнитным полем динамическое сопротивление ЦПФ, вы-

званного протеканием постоянного тока, увеличивается, а при стимуляции сверхпроводимости — уменьшается [58,59]. Однако экспериментальные исследования воздействия электромагнитного поля на токовое РС сверхпроводящего канала показали, что это не так [77,88].

На рис. 8 представлены семейства вольт-амперных характеристик для образца Sn-5 при различных уровнях мощности облучения для частот 1,5 и 5,025 ГГц. Длина образца Sn-5 такова, что в отсутствие излучения может поместиться только один dc ЦПФ, сопротивление которого составляет 2,25 Ом. Нижняя граничная частота стимуляции f_{low} , рассчитанная из трансцендентного уравнения [60]

$$f_{low}^2 = \Delta / [\tau_\epsilon h \ln(8\Delta / hf_{low})], \quad (3.2)$$

равна 6 ГГц. Поэтому увеличение мощности облучения приводит к уменьшению критического тока, т.е. к подавлению сверхпроводимости, как на частоте 1,5 ГГц, так и 5,025 ГГц. Рассмотрим вначале случай, когда частота внешнего электромагнитного поля такова, что сопротивление ЦПФ, обусловленного протеканием переменного тока, меньше, чем сопротивление ЦПФ, вызванного протеканием постоянного тока через канал, т.е. $R_1(f) < R_{d1}$ ($P = 0$). При небольшом увеличении мощности облучения динамическое сопротивление $R_{d1}(P)$ dc ЦПФ не меняется. Далее, начиная с некоторого уровня мощности $P^* < P_c$ (см. рис. 8,а, кривые 2, 3, 4), в полном противоречии с предсказаниями теории наблюдается плавное уменьшение динамического сопротивления $R_{d1}(P)$ центра проскальзывания фазы, вызванного протеканием постоянного тока [77]. Необходимо отметить, что с увеличением мощности облучения состояние сверхпроводящего канала при возникновении в нем dc ЦПФ становится более устойчивым к возрастанию постоянного тока (увеличение линейных участков ВАХ, сопротивление которых кратно $R_{d1}(P)$). На рис. 8,а видно, что с увеличением мощности облучения на вольт-амперных характеристиках наряду с единственным dc ЦПФ, который существовал при $P = 0$, появляются другие dc ЦПФ (отмечены стрелками). И это неудивительно. Ведь если с увеличением мощности облучения уменьшается динамическое сопротивление $R_{d1}(P)$ центра проскальзывания фазы, то, следовательно, уменьшается и его размер $2l_E$. Поэтому при фиксированной длине канала максимальное количество dc ЦПФ, которые могут поместиться в канале, увеличивается.

На рис. 13 (кривая 3) приведена зависимость величины динамического сопротивления

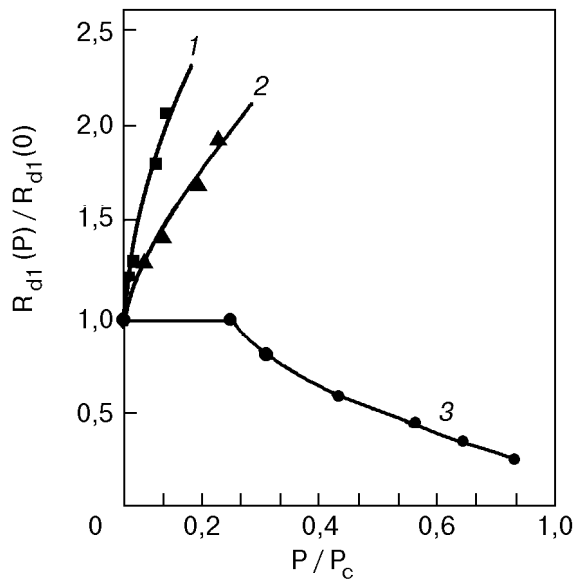


Рис. 13. Зависимость динамического сопротивления ЦПФ, обусловленного протеканием постоянного тока, $R_{d1}(P)/R_{d1}(P=0)$ от мощности облучения: 1,2 — образец Sn-12, $f = 23,39$ ГГц (1) и $f = 15,46$ ГГц (2); 3 — образец Sn-6, $f = 200$ МГц.

$R_{d1}(P)/R_{d1}(P=0)$ dc ЦПФ от мощности (частота облучения 200 МГц) для одного из исследованных образцов (Sn-6). Видно, что при увеличении мощности электромагнитного поля от нуля до критического значения P_c динамическое сопротивление токового ЦПФ уменьшается почти в четыре раза.

При $P = P_c$ в образце возникает ac ЦПФ, величина сопротивления которого R_1 равна динамическому сопротивлению $R_{d1}(P)$ dc ЦПФ при $P \geq P_c$ (см. рис. 14, в, кривая 6).

При более высоких частотах облучения, когда $R_1(f) \geq R_{d1}(f, P=0)$ (см. рис. 8, б), с увеличением мощности сначала, как и в предыдущем случае, динамическое сопротивление dc ЦПФ не меняется. При этом наблюдается уменьшение его устойчивости к возрастанию постоянного тока (уменьшение линейных участков ВАХ, сопротивления которых кратны $R_{d1}(P)$). При дальнейшем увеличении мощности прежний dc ЦПФ исчезает и появляется новый dc ЦПФ (на рис. 8, б отмечен стрелкой), устойчивость которого к возрастанию постоянного тока с ростом мощности увеличивается. Причем динамическое сопротивление этого ЦПФ при дальнейшем увеличении мощности не меняется и равно, как и в случае более низких частот облучения, когда $R_1(f) < R_{d1}(f, P=0)$, сопротивлению R_1 ЦПФ, возникающего под действием электромагнитного поля при $P = P_c$ (см. рис. 8, б, кривые 7, 8). Таким образом, на основании приведенных выше экспериментальных дан-

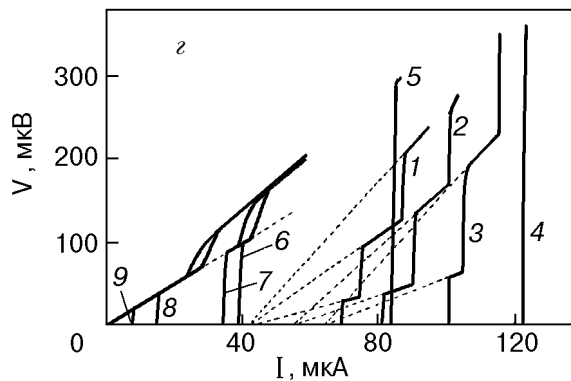
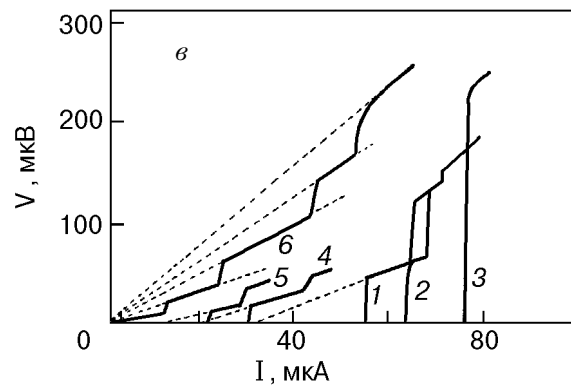
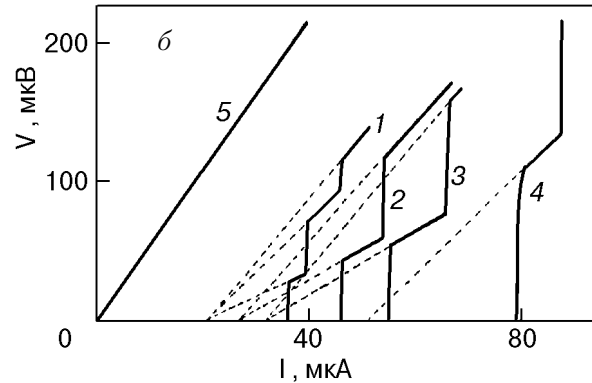
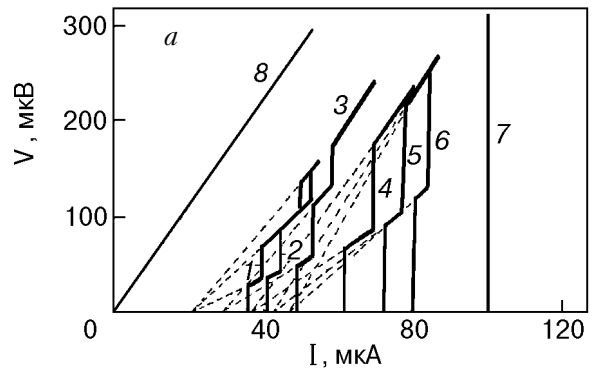


Рис. 14. Семейства ВАХ сверхпроводящих каналов при различных уровнях мощности облучения. Образец Sn-12: $T = 3,774$ К, $f = 15,46$ ГГц (а), $f = 23,39$ ГГц (б); $T = 3,766$ К, $f = 6,0$ ГГц (в). Образец Sn-13. $T = 3,762$ К, $f = 14,16$ ГГц (z).

ных можно утверждать, что под действием электромагнитного поля, частота которого ниже граничной частоты стимуляции, динамическое сопротивление $R_{d1}(P)$ dc ЦПФ может как уменьшаться (при $R_{d1}(P=0) > R_1$), так и увеличиваться (при $R_{d1}(P=0) < R_1$), причем при $P \geq P_c$ сопротивление $R_{d1}(P \geq P_c)$ ЦПФ, вызванного протеканием постоянного тока, становится равным сопротивлению R_1 ЦПФ, обусловленного электромагнитным полем. Такое поведение динамического сопротивления dc ЦПФ под действием электромагнитного излучения не представляется возможным объяснить подавлением параметра порядка в сверхпроводящем канале.

Значительный интерес представляет исследование перехода сверхпроводящего канала из состояния стимулированной сверхпроводимости в токовое РС [88]. На рис. 14 представлены семейства вольт-амперных характеристик образцов Sn-12 и Sn-13 при различных уровнях мощности облучения. Для первой ВАХ (кривая 1) мощность облучения равна нулю, а для остальных она возрастает с увеличением порядкового номера ВАХ. Частоты электромагнитного облучения выше нижней граничной частоты стимуляции. Поэтому увеличение мощности облучения приводит к возрастанию критического тока $I_c(P)$, т.е. к стимуляции сверхпроводимости электромагнитным полем. При этом вначале с ростом мощности облучения сопротивление $R_{d1}(P)$ dc ЦПФ не меняется (рис. 14,а, кривая 2; на рис. 13 этого не видно из-за масштаба). Далее, начиная с некоторого уровня мощности P^* , сопротивление $R_{d1}(P)$ dc ЦПФ плавно увеличивается с ростом P . Экспериментально было установлено [77], что существует тенденция уменьшения значения P^* с увеличением частоты облучения f . Так, например, для $f = 200$ МГц $P^* \approx 0,25 P_c$ (см. рис. 13, кривая 3), а для $f = 15,46$ ГГц $P^* \approx 0,01 P_c$, где P^* — уровень мощности, превышение которого вызывает изменение динамического сопротивления $R_{d1}(P=0)$ dc ЦПФ.

Следует отметить, что в режиме стимуляции сверхпроводимости, так же, как и в случае достаточно низких частот облучения, при которых наблюдается подавление сверхпроводимости, с увеличением мощности облучения состояние сверхпроводящего канала при возникновении в нем dc ЦПФ становится все более устойчивым к возрастанию постоянного тока, что проявляется в увеличении линейных участков ВАХ, сопротивления которых кратны $R_{d1}(P)$ (см. рис. 14).

При дальнейшем увеличении мощности облучения в режиме стимуляции сверхпроводимости

наблюдается уменьшение линейных участков ВАХ (см. рис. 14,а, кривые 5, 6; рис. 14,б, кривая 4; рис. 14,з, кривая 3), пока они совсем не исчезнут и не наступит срыв из состояния стимулированной сверхпроводимости в нормальное состояние (см. рис. 14,а, кривая 7; рис. 14,з, кривые 4 и 5). Далее, с увеличением мощности облучения (при этом уже наступает подавление сверхпроводимости и величина постоянного тока через канал гораздо меньше) снова появляются dc ЦПФ (см. рис. 14,з, кривые 6–9), причем устойчивость их к возрастанию постоянного тока растет с увеличением мощности электромагнитного поля, как это было и в случае подавления сверхпроводимости при низких частотах облучения.

Важно подчеркнуть, что динамическое сопротивление $R_{d1}(P)$ dc ЦПФ при $P \geq P_c$, так же, как и в случае низких частот облучения, в точности равно сопротивлению R_1 ЦПФ, вызванного электромагнитным полем (см. рис. 14,з, кривые 6–9), хотя величина R_1 в данном случае гораздо больше, чем при низких частотах облучения.

На рис. 13 (кривые 1, 2) представлены зависимости динамического сопротивления $R_{d1}(P)/R_{d1}(P=0)$ dc ЦПФ от мощности облучения для образца Sn-12 [88]. Видно, что при стимуляции сверхпроводимости в случае, когда динамическое сопротивление $R_{d1}(P=0)$ dc ЦПФ меньше сопротивления ac ЦПФ R_1 , с увеличением мощности облучения значение $R_{d1}(P)$ возрастает, причем для более высокой частоты облучения темп роста выше. Это, очевидно, связано со следующими обстоятельствами. Как показано выше, при увеличении мощности облучения величина динамического сопротивления $R_{d1}(P)$ dc ЦПФ стремится к величине сопротивления ac ЦПФ R_1 , а $R_1(f = 23,39$ ГГц) $> R_1(f = 15,46$ ГГц).

При стимуляции сверхпроводимости в случае, когда динамическое сопротивление $R_{d1}(P=0)$ больше сопротивления ac ЦПФ R_1 , возникающего в канале при мощности облучения $P = P_c$, уменьшение $R_{d1}(P)$ с ростом мощности облучения не наблюдается. Хотя при дальнейшем увеличении мощности, когда уже происходит подавление сверхпроводимости, наблюдается уменьшение динамического сопротивления dc ЦПФ, т.е. $R_{d1}(P)$ стремится к R_1 , и при мощности облучения, равной или большей критической, $R_{d1}(P \geq P_c) = R_1$, как это было и прежде (см. рис. 14,б).

Таким образом, приведенные результаты исследований говорят о том, что при стимуляции сверхпроводимости, так же, как и при ее подавлении, начиная с некоторого уровня мощности $P^* < P_c$ электромагнитное поле играет опреде-

ляющую роль в процессах возникновения dc ЦПФ и, следовательно, разбаланса заселенностей ветвей энергетического спектра квазичастиц. Этот вывод был подтвержден и в работе [96], в которой наблюдался разбаланс заряда под действием относительно слабого ($P < P_c$) воздействия СВЧ поля, который измерялся с помощью перехода сверхпроводник–изолятор–нормальный металл (*SIN*-переход). Величина напряжения на *SIN*-переходе при нулевом смещении пропорциональна величине разбаланса заряда. При воздействии СВЧ поля это напряжение представляет собой разность напряжений между автономной и возмущенной ВАХ в точке $I = 0$, т.е. детекторный отклик *SIN*-перехода на СВЧ поле. Измерения ВАХ и дифференциального сопротивления от тока через *SIN*-переход при облучении его микроволновым полем частотой 45 ГГц показывают наличие разбаланса заряда [96].

3.2. Усредненный по времени переменный сверхпроводящий ток центра проскальзывания фазы

Как уже отмечалось в начале обзора, усредненный по времени переменный сверхпроводящий ток ЦПФ, или так называемый ток отсечки, является одним из основных параметров, характеризующих вольт-амперную характеристику канала.

В соответствии с изложенной выше микроскопической теорией токового РС [1,51,53], в области ЦПФ длиной порядка $x_1 \approx (\xi l_E)^{1/2}$ сверхпроводящий ток испытывает джозефсоновские осцилляции. В работах [34,35,57] показано, что ЦПФ проявляет свойства *SNS*-структуры, где x_1 выступает в качестве квазинормальной области. Известно также, что синусоидальные джозефсоновские осцилляции сверхпроводящего тока возможны для сверхпроводящих микроконтактов, размеры которых меньше или соизмеримы с длиной когерентности [97,98]. Поскольку x_1 явно превосходит ξ , следует ожидать заметного ангармонизма осцилляций. Наблюдаемые в [24,33] субгармонические токовые ступени на ВАХ канала при облучении его электромагнитным полем подтверждают это. Усредненный по времени сверхпроводящий ток в этом случае будет отличен от нуля.

Линейные участки вольт-амперной характеристики канала, кратные динамическому сопротивлению R_{d1} центра проскальзывания фазы и продленные до пересечения с осью токов, определяют ток отсечки (см. рис. 1, 14, 15). Ток отсечки на ВАХ при нулевом напряжении и есть усредненный по времени сверхпроводящий ток \bar{I}_s , про-

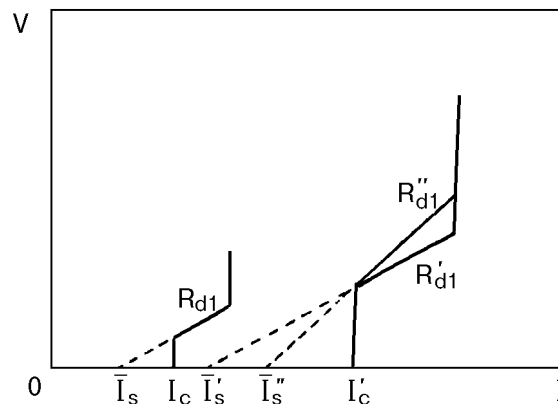


Рис. 15. Схематические вольт-амперные характеристики однородного сверхпроводящего канала.

текающий через неравновесную область, в которой возникают джозефсоновские колебания параметра порядка [24]. На рис. 1, 14, 15 видно, что, изменяя критический ток I_c и динамическое сопротивление R_{d1} ЦПФ, можно изменить \bar{I}_s . Удобными для этого параметрами внешнего воздействия являются температура, частота и мощность внешнего электромагнитного излучения.

Как видно на рис. 8,а и рис. 14,б, при подавлении сверхпроводимости электромагнитным излучением в случае, когда динамическое сопротивление $R_{d1}(P = 0)$ dc ЦПФ больше, чем сопротивление R_1 ЦПФ, вызванного электромагнитным полем $P \geq P_c$, с увеличением мощности

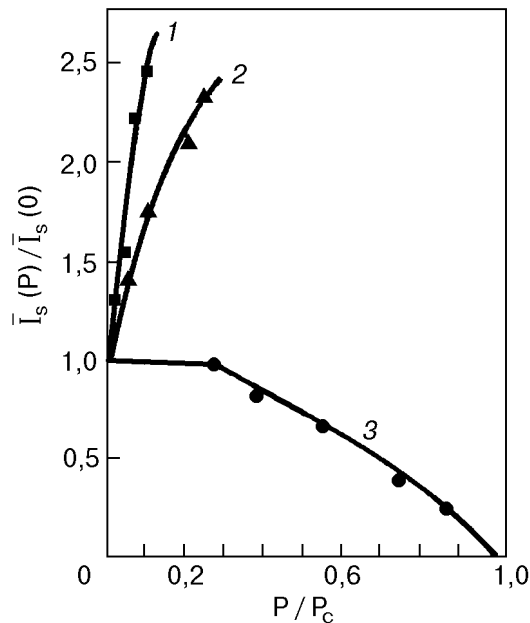


Рис. 16. Зависимость усредненного по времени сверхпроводящего тока ЦПФ, обусловленного протеканием постоянного тока $\bar{I}_s(P)/\bar{I}_s(P = 0)$, от мощности облучения: 1,2 — образец Sn-12, $f = 23,39$ и $15,46$ ГГц соответственно; 3 — образец Sn-6, $f = 200$ МГц.

средний сверхток плавно уменьшается. При этом, как уже отмечалось ранее, наблюдается плавное уменьшение динамического сопротивления. На рис. 16 (кривая 3) показана зависимость приведенного среднего сверхтока $\bar{I}_s(P)/\bar{I}_s(P=0)$ от мощности для частоты облучения $f = 200$ МГц [99].

При стимуляции сверхпроводимости в случае, когда динамическое сопротивление $R_{d1}(P=0)$ меньше сопротивления ас ЦПФ R_1 , с увеличением мощности облучения наблюдается рост среднего сверхпроводящего тока (см. рис. 14, а, б, г). Следует отметить, что динамическое сопротивление $R_{d1}(P)$ при этом тоже увеличивается. На рис. 16 (кривые 1 и 2) приведены зависимости $\bar{I}_s(P)/\bar{I}_s(P=0)$ от мощности облучения при стимуляции сверхпроводимости для двух частот облучения. Видно, что темп роста среднего сверхтока при частоте облучения 23,39 ГГц выше, чем при $f = 15,46$ ГГц, т.е. чем быстрее растет динамическое сопротивление, тем быстрее увеличивается средний сверхпроводящий ток ЦПФ.

При дальнейшем увеличении мощности, когда уже наступает подавление сверхпроводимости, средний сверхток также уменьшается, причем уменьшение $\bar{I}_s(P)$ происходит быстрее, чем уменьшение критического тока $I_c(P)$. Поэтому начиная с некоторого уровня мощности ток отсечки dc ЦПФ становится равным нулю, в то время как $I_c(P) \neq 0$ (см. рис. 14, з, кривые 6–9), т.е. возникают dc ЦПФ без тока отсечки.

Важно отметить, что влияние электромагнитного поля на величину тока отсечки, так же, как и на динамическое сопротивление ЦПФ, носит пороговый характер, причем как в режиме подавления, так и в режиме стимуляции сверхпроводимости (см. рис. 16, кривая 3; рис. 14, а, кривая 2; на рис. 16 для высоких частот этого не видно из-за масштаба) [99], что характерно для воздействия внешнего излучения на неоднородный сверхпроводник [100].

На рис. 17 представлены зависимости $\bar{I}_s(T)$ и $I_c^{2/3}(T)$ сверхпроводящего канала Sn-15. Диапазон зависимости $\bar{I}_s(T)$ соответствует области температур, в которой наблюдаются скачки напряжения от возникающих dc ЦПФ [99]. При более низких температурах вольт-амперные характеристики канала, очевидно, из-за перегрева, имеют срывной характер. При аппроксимации зависимости $\bar{I}_s(T)$ прямой линией получаем температуру, при которой ток отсечки обращается в нуль: $T_{s0} = 3,810$ К $< T_c < 3,830$ К. Действительно, при $T > T_{s0}$ на ВАХ сверхпроводящих каналов не наблюдаются проявления dc ЦПФ, т.е. при наличии критического тока отсутствуют скачки напря-

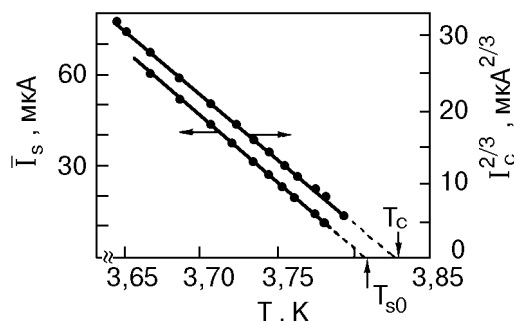


Рис. 17. Температурные зависимости тока отсечки \bar{I}_s и критического тока $I_c^{2/3}$ пленочного оловянного канала Sn-15.

жения в резистивной области ВАХ [99]. Аналогичная картина наблюдается и при исследовании вискероов. На рис. 18 приведены температурные зависимости тока отсечки, критического тока и величины скачка напряжения первого dc ЦПФ $V_1(T)$ для одного из вискероов In-Pb, построенные из представленного в [101] семейства ВАХ. Для пленочных оловянных каналов $\Delta T = T_c - T_{s0} = 20$ –30 мК [99], для вискероов ΔT составляет несколько милликельвин, но общим для них является несовпадение T_c и T_{s0} .

Подобная ситуация наблюдалась и при исследовании сверхпроводящих каналов из ВТСП. На рис. 19 представлены температурные зависимости тока отсечки первого, второго и третьего центров проскальзывания фазы в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ образце (HS-7) [76]. Этот образец, находящийся в резистивном состоянии, имеет ток отсечки. Для первого и второго dc ЦПФ величина тока отсечки одинакова ($\bar{I}_{s1} = \bar{I}_{s2}$), а для третьего dc ЦПФ $\bar{I}_{s3} > \bar{I}_{s1} = \bar{I}_{s2}$. Этот факт не является особенностью только ВТСП образца. Аналогичная картина

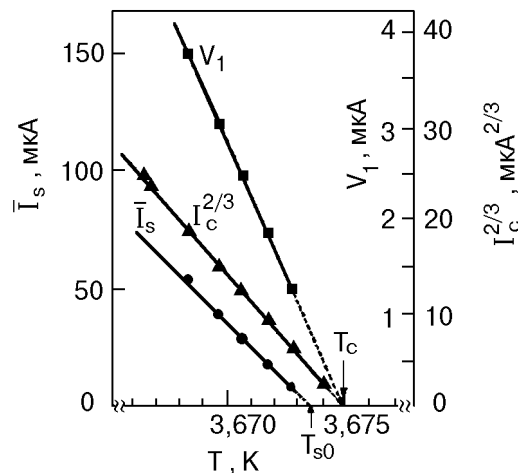


Рис. 18. Температурные зависимости тока отсечки \bar{I}_s , критического тока $I_c^{2/3}$ и величины скачка напряжения первого dc ЦПФ V_1 вискера In-Pb.

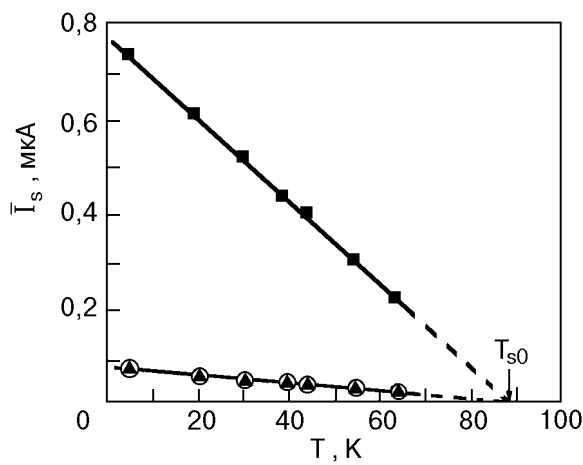


Рис. 19. Температурная зависимость тока отсечки \bar{I}_s первого (○), второго (▲) и третьего (■) dc ЦПФ в образце HS-7.

наблюдалась, например, при исследовании оловянных вискерсов [23]. При аппроксимации зависимостей $\bar{I}_{s1}(T)$, $\bar{I}_{s2}(T)$ и $\bar{I}_{s3}(T)$ прямыми линиями получаем температуру, при которой токи отсечки обращаются в нуль: $T_{s0}(88 \text{ K}) < T_c(93 \text{ K})$. $\Delta T = T_c - T_{s0}$ для керамических образцов намного больше, чем для каналов из традиционных сверхпроводников. Однако для керамических образцов и температурная область наблюдения dc ЦПФ намного больше, чем для традиционных каналов, но сам факт несовпадения T_c и T_{s0} имеет место в обоих случаях [76].

К настоящему времени предложено несколько моделей, в рамках которых проведены оценки величины тока отсечки [24,30,31,98,102]. Для объяснения поведения среднего сверхпроводящего тока dc ЦПФ при облучении канала электромагнитным полем мы воспользовались моделью, предложенной в [98]. Как уже отмечалось, если бы размер неравновесной области ЦПФ x_1 был меньше длины когерентности, зависимость сверхпроводящего тока от полного набега фазы $\tilde{\alpha}$ была бы синусоидальной. В реальной ситуации, когда $x_1 > \xi$, зависимость сверхпроводящего тока от фазы видоизменяется таким образом, что $\bar{I}_s(\tilde{\alpha})$ отличается от нуля и, следовательно, появляется ток отсечки. При этом чем длиннее неравновесная область x_1 , тем больше величина среднего сверхпроводящего тока через dc ЦПФ [98] (см. рис. 20).

Таким образом, в рамках этой модели величина тока отсечки зависит от амплитудного значения сверхпроводящего тока и степени ангармоничности джозефсоновских колебаний, причем степень ангармоничности тем больше, чем длиннее область этих колебаний x_1 .

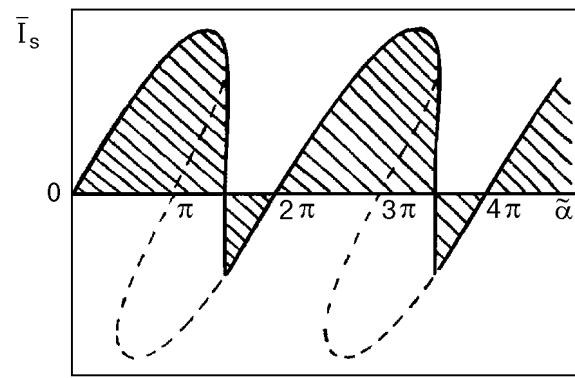


Рис. 20. Зависимость сверхток—фаза $\bar{I}_s(\tilde{\alpha})$ в ЦПФ. В точках $\tilde{\alpha}_c$, $\tilde{\alpha}_c + 2\pi \dots$ происходит скачок на ветвь, соответствующую минимальному сверхтоку.

На рис. 15 видно, что с увеличением критического тока ($I_c' > I_c$) растет и ток отсечки ($\bar{I}_s' > \bar{I}_s$), хотя при этом динамическое сопротивление dc ЦПФ не меняется ($R_{d1}' = R_{d1}$). Таким образом, с увеличением параметра порядка Δ , а следовательно, и амплитудного значения сверхпроводящего тока растет и ток отсечки [23,103], если при этом степень ангармоничности джозефсоновских колебаний, т.е. x_1 , а значит, и R_{d1} , либо не меняется, либо меняется очень слабо (как это наблюдается для сверхпроводящего канала при понижении температуры). Увеличение среднего сверхпроводящего тока ($I_s'' > I_s'$) будет происходить также и при возрастании ангармонизма осцилляций сверхпроводящего тока, т.е. при увеличении динамического сопротивления ($R_{d1}'' > R_{d1}'$), даже если при этом амплитудное значение сверхпроводящего тока не изменяется (параметр порядка, а следовательно, и критический ток остаются постоянными) (см. рис. 15). В результате экспериментальных исследований сверхпроводящих каналов, находящихся в токовом РС, было установлено, что при фиксированной температуре ($T/T_c = \text{const}$) для «грязных» образцов отношение $\bar{I}_s/I_c \approx 0,5$ [24], в то время как для «чистых» каналов отношение \bar{I}_s/I_c достигало 0,8 [103]. Такое поведение среднего сверхпроводящего тока можно объяснить именно увеличением ангармонизма его джозефсоновских колебаний. Действительно, с увеличением длины свободного пробега растет коэффициент диффузии, а следовательно, и область осцилляций сверхпроводящего тока $x_1 = (\xi l_E)^{1/2} = \xi^{1/2}(D\tau_Q)^{1/4}$, что приводит к увеличению тока отсечки.

При стимуляции сверхпроводимости в канале с ростом мощности облучения увеличивается критический ток и, следовательно, амплитудное зна-

чение сверхпроводящего тока. Если при этом динамическое сопротивление $R_{d1}(P)$ и область осцилляций сверхпроводящего тока уменьшаются, то это приводит к уменьшению тока отсечки. Поэтому при стимуляции сверхпроводимости в случае, когда динамическое сопротивление $R_{d1}(P=0)$ dc ЦПФ больше сопротивления R_1 ac ЦПФ, $R_{d1}(P)$ и \bar{I}_s не изменяются (рис. 14, в, кривая 2). Однако при дальнейшем увеличении мощности, когда уже наступает подавление сверхпроводимости, уменьшение тока отсечки \bar{I}_s происходит по двум причинам: во-первых, уменьшается амплитудное значение сверхпроводящего тока и, во-вторых, уменьшается сопротивление $R_{d1}(P)$, а следовательно, и ангармоничность джозефсоновских колебаний [99].

В случае, когда динамическое сопротивление $R_{d1}(P=0)$ dc ЦПФ меньше сопротивления R_1 ac ЦПФ, при стимуляции сверхпроводимости с ростом мощности облучения увеличиваются амплитудное значение сверхпроводящего тока и динамическое сопротивление $R_{d1}(P)$, а значит, и степень ангармоничности осцилляций сверхпроводящего тока (рис. 14, а, б и г). Поэтому средний сверхпроводящий ток \bar{I}_s также возрастает, причем чем больше $R_{d1}(P)$, а следовательно, и x_1 , тем больше ток отсечки (рис. 16, кривые 1, 2) [99].

При подавлении сверхпроводимости электромагнитным полем с увеличением мощности облучения уменьшается значение критического тока и, следовательно, амплитудное значение сверхпроводящего тока через dc ЦПФ. Увеличение области осцилляций сверхпроводящего тока $x_1 \sim R_{d1}(P)$ приводит к росту тока отсечки. Поэтому в случае, когда $R_{d1}(P)$ dc ЦПФ меньше или порядка величины сопротивления R_1 ac ЦПФ, при подавлении сверхпроводимости ток отсечки не изменяется (см. рис. 8, б) [99].

При $R_{d1}(P=0) > R_1$ с ростом мощности облучения уменьшаются и область осцилляций, и амплитудное значение сверхпроводящего тока. Поэтому ток отсечки также уменьшается (см. рис. 8, а). При мощностях облучения, близких к критическим, средний сверхпроводящий ток центров проскальзывания фазы, вызванных постоянным током, становится равным нулю, в то время как критический ток отличен от нуля. Можно предположить, что при достаточно большой мощности облучения ($P \geq P_c$) параметр порядка и сверхпроводящий ток в ЦПФ испытывают гармонические колебания с частотой внешнего электромагнитного поля. При этом усреднение по времени сверхпроводящего тока через ЦПФ дает нулевое значение тока отсечки [99].

Что касается равенства нулю тока отсечки в области температур $\Delta T = T_c - T_{s0}$, то здесь возможны различные ситуации, требующие дальнейших исследований. Одна из возможностей может заключаться в том, что при приближении к T_c отношение x_1/ξ уменьшается, степень ангармоничности джозефсоновских осцилляций сверхпроводящего тока также уменьшается, и при некоторой температуре T_{s0} ток отсечки обращается в нуль, т.е. в интервале температур ΔT существуют ЦПФ, джозефсоновские осцилляции сверхпроводящего тока которых практически гармоничны. Действительно, для оловянных пленочных образцов $x_1/\xi \propto (1 - T/T_c)^{1/8}$ и при $T \rightarrow T_c$ стремится к нулю [99]. При этом, правда, остается открытым вопрос о флуктуациях вблизи T_c , которые размывают структуру ЦПФ.

4. Токи возникновения центров проскальзывания фазы в сверхпроводящем канале

При постоянном токе, меньшем критического тока Гинзбурга—Ландау I_c , канал находится в сверхпроводящем состоянии. При $I > I_c$ в канале появляется первый dc ЦПФ [1, 24, 47], динамическое сопротивление которого равно R_{d1} . Такое резистивное состояние канала сохраняется в интервале токов $\Delta I_1 = I_{c1} - I_c$, где I_{c1} — ток, при котором в канале возникает второй dc ЦПФ. Резистивное состояние канала с двумя dc ЦПФ сохраняется в интервале токов $\Delta I_2 = I_{c2} - I_{c1}$, где I_{c2} — ток, при котором в канале возникает третий dc ЦПФ. С увеличением постоянного тока образуются все новые dc ЦПФ, до тех пор пока весь канал не перейдет в нормальное состояние.

Экспериментальная зависимость критических токов I_{ci} как функция i ($i = 1, 2, 3, \dots$) (см., например, [24, 88]) качественно такая же, как предсказано в работах [47, 104]. Отметим, что критика работы [47] в работе [105] основана на недоразумении, связанном с использованием асимптотической формулы $I_{ci} = I_c [1 + \exp(-l\sqrt{\Delta}/2i)]$. Эта формула справедлива для описания I_{ci} лишь в предельно длинных каналах ($l \gg 4il_E$). В реальной ситуации необходимо использовать результаты численного расчета, которые хорошо аппроксимируются асимптотической зависимостью:

$$I_{ci} = I_c \left[\frac{b}{a} + a^2 \left(\frac{2il_E}{l} \right)^2 \right] \approx \\ \approx I_c \left[0,841 + 2,075 \left(\frac{2il_E}{l} \right)^2 \right], \quad (4.1)$$

где

$$a = 3 \int_{x_c}^1 \frac{dx}{\sqrt{A(x)}} \frac{x^2 - x_c^2}{\sqrt{1 - x^2}};$$

$$b = 3 \int_{x_c}^1 \frac{dx}{A^{3/2}(x)} B(x) \frac{x^2 - x_c^2}{\sqrt{1 - x^2}};$$

$$A(x) =$$

$$= 3(x_c \sqrt{1 - x_c^2} - x \sqrt{1 - x^2}) + \arcsin x_c - \arcsin x;$$

$$B(x) = \frac{6}{5} x^5 - 2x_c^2 x^3 + \frac{4}{5} x_c^5; \quad x_c = \left(\frac{2}{3}\right)^{1/2},$$

а ток отсечки для простоты считается равным нулю. Формула (4.1) дает значение I_{ci} , на несколько процентов превышающее величину, полученную в работе [104]:

$$I_{ci} = I_c \frac{\operatorname{ch}(l/2il_E) - \bar{I}_s/I_c}{\operatorname{ch}(l/2il_E) - 1}. \quad (4.2)$$

Известно, однако, что интервал токов ΔI_i между вольтовыми ступеньками увеличивается с порядковым номером dc ЦПФ быстрее, чем предсказывают теории, т.е. $(i + 1)$ ЦПФ формируется током I_{ci} , большим, чем предсказываемый ток. Возможно, причиной такого расхождения является влияние возникшего dc ЦПФ на оставшуюся сверхпроводящую часть канала, что не учитывалось в работах [47, 104].

При экспериментальном исследовании неравновесных состояний оловянных вискерсов с многопотенциальными выводами было показано [2], что dc ЦПФ, находящиеся на расстояниях друг от друга гораздо больших (~ 300 мкм), чем длина когерентности ξ и глубина проникновения продольного электрического поля в сверхпроводник l_E , взаимодействуют друг с другом. Это проявляется в том, что dc ЦПФ, возникший при токе I_{ci} в одной части канала, может увеличивать или подавлять ток вхождения $I_{c(i+1)}$ следующего dc ЦПФ, находящегося в другой части канала, удаленной на расстояние гораздо большее, чем это можно объяснить диффузией квазичастичного тока, квазичастичной инжекцией или экстракцией [2]. Отсюда следует вывод, что это — дальнедействующее взаимодействие.

Что касается природы увеличения тока возникновения очередного dc ЦПФ I_{ci} , то наиболее предпочтительно выглядит предложенная в работе [2] гипотеза о влиянии джозефсоновского электромагнитного поля dc ЦПФ на сверхпроводящие свойства канала, которая была проверена в работе [106].

4.1 Центры проскальзывания фазы, вызванные постоянным током. Влияние внешнего облучения

Рассмотрим влияние внешнего электромагнитного облучения на токи возникновения dc ЦПФ в канале. На рис. 21 приведена зависимость разности $\Delta I_1 = I_{c1} - I_c$ между величинами токов, при которых первая и вторая вольтовые ступени появляются на ВАХ образца Sn-12, от мощности электромагнитного поля для частот 23,39 ГГц (кривая 1) и 15,46 ГГц (кривая 2) [106]. При этих частотах облучения наблюдается стимуляция сверхпроводимости, т.е. величина критического тока I_{ci} увеличивается с увеличением мощности облучения (см. вставку на рис. 21). Видно, что с увеличением мощности облучения $\Delta I_1(P/P_c)$ сначала увеличивается, а затем начинает уменьшаться. Это происходит вследствие того, что I_c и I_{c1} зависят от мощности облучения по-разному: с увеличением мощности критический ток I_{c1} возрастает быстрее, чем I_c , но затем увеличение I_{c1} замедляется, и при некоторой мощности $I_{c1} = I_c$. При этом канал из сверхпроводящего состояния переходит в нормальное. Следует подчеркнуть, что с уменьшением частоты облучения величина

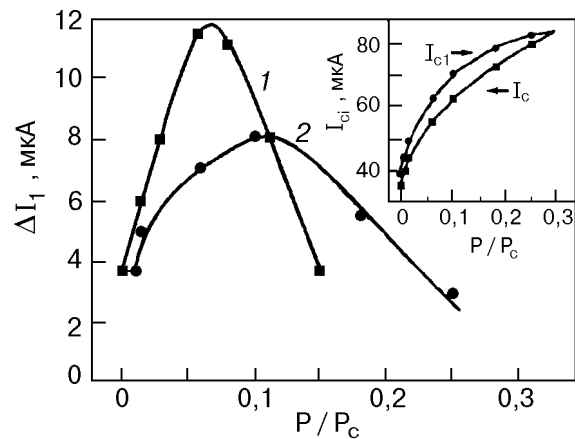


Рис. 21. Зависимость разности $\Delta I_1 = I_{c1} - I_c$ между величинами токов, при которых первая и вторая вольтовые ступени появляются на ВАХ образца Sn-12, от мощности внешнего электромагнитного поля при частоте $f = 23,39$ ГГц (1) и 15,46 ГГц (2), $T = 3,774$ К. На вставке представлена зависимость критических токов I_{c1} и I_c образца Sn-12 от мощности микроволнового поля, $f = 15,46$ ГГц.

максимума $\Delta I_1(P/P_c)$ уменьшается и сдвигается в область больших значений мощностей [106].

Зависимость $\Delta I_1(P/P_c)$ (см. рис. 21), полученная при стимуляции сверхпроводимости, качественно подобна температурной зависимости $\Delta I_1(T)$, приведенной в работе [2] (см. рис. 97). На рисунке видно, что с уменьшением температуры зависимость $\Delta I_1(T)$ изменяется немонотонным образом, что принципиально отличается от предсказаний теорий, предложенных в работах [47,104]. Возможно, что учет взаимодействия между dc ЦПФ, которое не принималось во внимание в этих работах, изменит значения критических токов I_{ci} сверхпроводящих каналов. Когда канал подвергается воздействию электромагнитного поля, частота которого ниже граничной частоты стимуляции [59,60], сверхпроводимость подавляется. В этом случае с увеличением мощности облучения критические токи I_c и I_{c1} уменьшаются, причем подавление I_{c1} происходит медленнее, чем подавление I_c . Следовательно, $\Delta I_1(P/P_c)$ при этом увеличивается, как и в предыдущем случае [106].

Эффект стабилизации РС, который проявляется в увеличении $\Delta I_1(P/P_c)$, с уменьшением частоты облучения уменьшается. Для пленочных оловянных образцов эффект увеличения $\Delta I_1(P/P_c)$ под действием электромагнитного поля возникает при частотах ~ 100 МГц. Интересно отметить, что влияние электромагнитного поля на $\Delta I_1(P/P_c)$, так же, как и на динамическое сопротивление и ток отсечки dc ЦПФ [99], имеет порог по мощности СВЧ поля.

Трудности возникают также при объяснении наличия ниспадающей ветви в зависимости $\Delta I_1(P/P_c)$, так как даже завышенные оценки перегрева пленки в этих экспериментах пренебрежимо малы ($\sim 10^{-3}$ К, см. разд. 2.3). Отсутствие явления перегрева видно и на вольт-амперных характеристиках (см. рис. 8 и 14). Поэтому ниспадающая ветвь зависимости $\Delta I_1(P/P_c)$ не связана с перегревом образца, а является следствием внутренней природы взаимодействия dc ЦПФ с внешним электромагнитным полем.

Таким образом, можно утверждать, что в режиме стимуляции сверхпроводимости, как и в случае достаточно низких частот облучения, при которых наблюдается подавление сверхпроводимости, с увеличением мощности облучения состояние сверхпроводящего канала при возникновении в нем токовых dc ЦПФ становится все более устойчивым к возрастанию постоянного тока. Это проявляется в удлинении линейных участков вольт-амперных характеристик, сопротивления которых кратны R_{d1} . Необходимо отметить, что

в некоторых случаях оловянные каналы в режиме стимуляции сверхпроводимости СВЧ полем при возникновении в них первого токового dc ЦПФ выдерживали до образования второго dc ЦПФ постоянный ток почти в четыре раза больший, чем при мощности облучения равной нулю, т.е. максимум $\Delta I_1(P)/\Delta I_1(P=0) \approx 4$. При этом значение I_c увеличилось только в 1,5 раза [107]. Это говорит о том, что влияние микроволнового поля на токи I_c и I_{c1} различно.

Экспериментальные исследования [106] подтверждают предположение о стабилизирующем влиянии джозефсоновского излучения из dc ЦПФ на резистивное состояние канала. Важно отметить, что для оловянных вискерсов джозефсоновская частота dc ЦПФ $f_j \approx 500$ МГц [2,33], что гораздо меньше нижней граничной частоты стимуляции. Однако и в этом случае наблюдается сильное увеличение ΔI_i с ростом i . К настоящему времени не существует теоретического объяснения этого эффекта.

4.2. Центры проскальзывания фазы, вызванные электромагнитным излучением

Как было показано во втором разделе, при воздействии внешнего высокочастотного электромагнитного поля на сверхпроводящий канал, начиная с некоторого уровня мощности P_c , в нем возникают ac ЦПФ. На рис. 22 приведены два семейства ВАХ образца Sn-3 [107]. Видно, что при высокой частоте облучения (3,825 ГГц) состояние канала, в котором образовался ac ЦПФ, более устойчиво по отношению к возрастающему постоянному току (продолжительные начальные участки ВАХ). При низкой частоте облучения (75 МГц) состояние канала, в котором образовался ac ЦПФ, крайне неустойчиво к пропусканию постоянного тока: с его увеличением ВАХ становятся нелинейными [107]. При этом надо отметить, что сопротивление R_1 ac ЦПФ при $f = 3,825$ ГГц равно 1,6 Ом, в то время как при $f = 75$ МГц $R_1 = 1,3$ Ом. Следовательно, джоулев разогрев $I^2 R_1(f)$ при частоте облучения 3,825 ГГц даже больше, чем при $f = 75$ МГц. Однако устойчивость ac ЦПФ при более высокой частоте облучения выше, чем при низкой частоте, что убедительно видно на начальных участках ВАХ (см. рис. 22). Таким образом, с увеличением частоты облучения устойчивость состояний сверхпроводящего канала, в котором образовались ac ЦПФ, к возрастанию постоянного тока через образец только увеличивается, причем это имеет место во всем интервале мощностей существования ac ЦПФ, т.е. наблюдается сохранение линей-

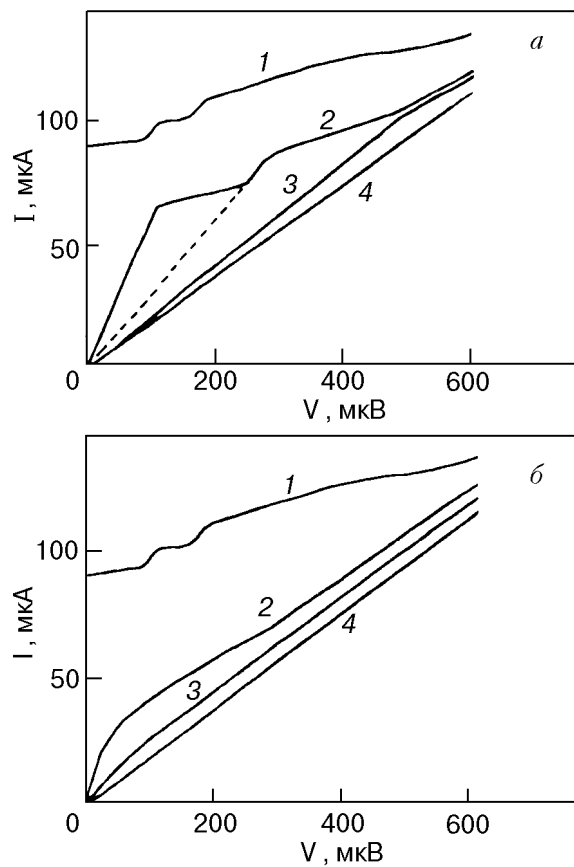


Рис. 22. Семейства ВАХ канала Sn-3 при различных уровнях мощности внешнего облучения при $T = 3,762$ К и $f = 3,825$ ГГц (а) и $f = 0,075$ ГГц (б). Для первой ВАХ (кривая 1) мощность облучения равна нулю, а для остальных она увеличивается с увеличением порядкового номера.

ности начальных участков ВАХ с увеличением мощности облучения на данной частоте.

Следует также обратить внимание на следующее обстоятельство. В работах [94,95] показано, что с увеличением частоты облучения наблюдается рост критической мощности, причем такое поведение P_c наблюдается вплоть до частот $\omega' \approx (1 - T/T_c)^{1/2}/1,2\tau_c$ (здесь ω' — частота, обратная времени релаксации щели). При дальнейшем увеличении частоты облучения P_c практически остается постоянной. Следовательно, с увеличением частоты облучения величина переменного тока, обуславливающего ас ЦПФ, растет. Однако, как уже отмечалось, устойчивость состояний сверхпроводящего канала, в котором образовались ас ЦПФ, к пропусканию через них постоянного тока с увеличением частоты переменного тока не только не уменьшается, а увеличивается.

Таким образом, из вышеизложенного очевидно, что состояния сверхпроводящих каналов с ЦПФ при наличии внешнего электромагнитного

поля становятся более устойчивыми к пропусканию токов, чем в его отсутствие. Этот эффект наблюдается начиная с частот облучения порядка обратного времени релаксации зарядового разбаланса $f_0 = (2\pi\tau_0)^{-1}$ (для образца Sn-12 $f_0 = 100$ МГц). Следовательно, объяснить это стимулирующей сверхпроводимости электромагнитным полем не представляется возможным, так как это требует более высоких частот облучения.

Заключение

Таким образом, процессы возникновения и формирования центров проскальзывания фазы в переменном электромагнитном поле оказываются сложными и во многом остаются непонятными. Идет процесс накопления экспериментальных данных, и нужно надеяться на скорое появление адекватных теоретических моделей.

К настоящему времени резистивное состояние сверхпроводящих каналов представляется как совокупность отдельных невзаимодействующих ЦПФ. Для понимания процесса заполнения канала конечной длины центрами проскальзывания фазы и взаимодействия ЦПФ между собой требуются дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования. Мы надеемся, что настоящий обзор будет этому способствовать.

Нам приятно выразить свою благодарность Е. В. Безуглому за многолетнее научное сотрудничество вообще и за предоставление асимптотических формул (4.1) и полезные обсуждения материала настоящего обзора, в частности.

1. Б. И. Ивлев, Н. Б. Копнин, *УФН* **142**, 435 (1984).
2. R. Tidecks, *Current-Induced Nonequilibrium Phenomena in Quasi-One-Dimensional Superconductors. Springer Tracts in Modern Physics* **142**, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York (1990).
3. И. М. Дмитренко, *ФНТ* **22**, 849 (1996).
4. J. A. Pals, K. Weiss, P. M. T. M. Attekum, R. E. Horstman, and J. Wolter, *Phys. Rep.* **86**, 323 (1982).
5. И. Л. Ландау, *Письма в ЖЭТФ* **11**, 437 (1970).
6. A. V. Pippard, J. G. Shepherd, and D. A. Tindall, *Proc. Roy. Soc. London* **A324**, 17 (1971).
7. В. В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, Наука, Москва (1982).
8. M. Tinkham and J. Clarke, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1366 (1972).
9. С. Н. Артеменко, А. Ф. Волков, *УФН* **128**, 3 (1979).
10. В. П. Галайко, *ЖЭТФ* **66**, 379 (1974).
11. П. Де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, Мир, Москва (1968).
12. С. Н. Артеменко, А. Ф. Волков, *Письма в ЖЭТФ* **21**, 662 (1975).
13. A. Schmid and G. Schon, *J. Low Temp. Phys.* **20**, 207 (1975).
14. S. N. Artemenko, A. F. Volkov, and A. V. Zaitsev, *J. Low Temp. Phys.* **30**, 487 (1978).

15. M. Tinkham, *Phys. Rev.* **B6**, 1747 (1972).
16. J. Clarke and J. L. Paterson, *J. Low Temp. Phys.* **15**, 491 (1974).
17. K. Gray, *Non-equilibrium Superconductivity, Phonons and Kapitza boundary*, Plenum Press, New-York (1981).
18. M. Stuivinga, J. E. Mooij, and T. M. Klapwijk, *J. Low Temp. Phys.* **46**, 555 (1982).
19. Б. И. Ивлев, Н. Б. Копнин, К. Дж. Петик, *ЖЭТФ* **79**, 1017 (1980).
20. W. W. Webb, *Bull. Am. Phys. Soc.* **13**, 379 (1968).
21. W. W. Webb and R. J. Warburton, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 461 (1968).
22. J. D. Meyer and G. V. Minnigerode, *Phys. Lett.* **A38**, 529 (1972).
23. J. D. Meyer, *Appl. Phys.* **2**, 303 (1973).
24. W. J. Skocpol, M. R. Beasley, and M. Tinkham, *J. Low Temp. Phys.* **16**, 145 (1974).
25. Г. Е. Чурилов, В. М. Дмитриев, А. П. Бескорсый, *Письма в ЖЭТФ* **11**, 231 (1969).
26. В. П. Галайко, В. М. Дмитриев, Г. Е. Чурилов, *Письма в ЖЭТФ* **18**, 362 (1973).
27. V. P. Galaiko, V. M. Dmitriev, E. V. Khristenko, and G. E. Churilov, *Rev. Phys. Appl.* **9**, 161 (1974).
28. В. П. Галайко, *ЖЭТФ* **68**, 223 (1975).
29. J. S. Langer and V. Ambegaokar, *Phys. Rev.* **164**, 498 (1967).
30. T. J. Rieger, D. J. Scalapino, and J. E. Mercereau, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1787 (1971).
31. T. J. Rieger, D. J. Scalapino, and J. E. Mercereau, *Phys. Rev.* **B6**, 1734 (1972).
32. B. D. Josephson, *Phys. Lett.* **1**, 251 (1962).
33. R. Tidecks and G. V. Minnigerode, *Phys. Status Solidi* **A52**, 421 (1979).
34. Г. Е. Чурилов, Д. А. Дикин, В. М. Дмитриев, В. Н. Светлов, *ФНТ* **17**, 185 (1991).
35. Г. Е. Чурилов, А. Б. Агафонов, Д. А. Дикин, В. М. Дмитриев, *ФНТ* **24**, 737 (1998).
36. Т. М. Кларwijk and J. Е. Мооij, *Phys. Lett.* **A57**, 97 (1976).
37. Т. М. Кларwijk, М. Суперс, and J. Е. Мооij, *J. Low Temp. Phys.* **27**, 801 (1977).
38. M. Stuivinga, C. L. G. Ham, T. M. Klapwijk, and J. E. Mooij, *J. Low Temp. Phys.* **53**, 633 (1983).
39. J. D. Meyer and R. Tidecks, *Solid State Commun.* **24**, 639 (1977).
40. J. D. Meyer and R. Tidecks, *Solid State Commun.* **24**, 643 (1977).
41. J. M. Aronte and M. Tinkham, *J. Low Temp. Phys.* **51**, 189 (1983).
42. J. D. Meyer and R. Tidecks, *Solid State Commun.* **18**, 305 (1976).
43. G. Slama and R. Tidecks, *Solid State Commun.* **44**, 425 (1982).
44. G. J. Dolan and L. D. Jackel, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1628 (1977).
45. В. П. Галайко, *ЖЭТФ* **71**, 273 (1976).
46. V. P. Galaiko, *J. Low Temp. Phys.* **26**, 483 (1977).
47. Е. В. Безуглый, Е. И. Братусь, В. П. Галайко, *ФНТ* **3**, 1010 (1977).
48. В. П. Галайко, *ФНТ* **2**, 807 (1976).
49. В. П. Галайко, *ЖЭТФ* **61**, 382 (1971).
50. В. П. Галайко, *ЖЭТФ* **64**, 1824 (1973).
51. Б. И. Ивлев, Н. Б. Копнин, Л. А. Маслова, *ЖЭТФ* **78**, 1963 (1980).
52. Б. И. Ивлев, Н. Б. Копнин, Л. А. Маслова, *ФТТ* **22**, 252 (1980).
53. B. I. Ivlev and N. B. Kopnin, *J. Low Temp. Phys.* **44**, 453 (1981).
54. Б. И. Ивлев, Н. Б. Копнин, *Письма в ЖЭТФ* **28**, 640 (1978).
55. L. Kramer and R. J. Watts-Tobin, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 1041 (1978).
56. R. J. Watts-Tobin, Y. Krahenbuhl, and L. Kramer, *J. Low Temp. Phys.* **42**, 459 (1981).
57. Г. А. Гогодзе, В. М. Дмитриев, В. Н. Светлов, Г. Е. Чурилов, в кн.: *24 Всесоюз. совещ. по физ. низк. температур, Тез. докл.*, Тбилиси (1986), ч. 1, с. 196.
58. A. F. G. Wyatt, V. M. Dmitriev, W. S. Moore, and F. W. Sheard, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 1166 (1966).
59. В. М. Дмитриев, Е. В. Христенко, *ФНТ* **4**, 821 (1978).
60. Г. М. Элиашберг, *Письма в ЖЭТФ* **11**, 186 (1970).
61. А. Г. Аронов, *ЖЭТФ* **70**, 1477 (1976).
62. A. D. Smith, M. Tinkham, and W. J. Skocpol, *Phys. Rev.* **B22**, 4346 (1980).
63. Б. И. Ивлев, *ЖЭТФ* **72**, 1197 (1977).
64. Е. В. Гинзбург, Б. З. Спивак, *ЖЭТФ* **80**, 2013 (1980).
65. В. М. Дмитриев, Е. В. Христенко, *Письма в ЖЭТФ* **29**, 758 (1979).
66. Ю. И. Латышев, Ф. Я. Надь, *Письма в ЖЭТФ* **26**, 488 (1977).
67. Yu. I. Latyshev and F. Ya. Nad', *J. Phys. (Paris)* **39**, C6-531 (1978).
68. С. К. Толпыго, В. А. Тулин, *Письма в ЖЭТФ* **28**, 686 (1978).
69. С. К. Толпыго, В. А. Тулин, *ЖЭТФ* **78**, 2352 (1980).
70. P. J. M. Bentum, J. W. Gerritsen, and P. Wyder, *Solid State Commun.* **56**, 943 (1985).
71. В. М. Дмитриев, И. В. Золочевский, В. П. Скляр, Е. В. Христенко, *ФНТ* **14**, 547 (1988).
72. P. J. M. Bentum, *Far Infrared Studies of Nonequilibrium Superconductivity (Thesis)*, de Katholieke Universiteit te Nijmegen, Krips Repro, Meppel (1985).
73. Г. Отг, *Методы подавления шумов и помех в электронных системах*, Мир, Москва (1979).
74. А. ван дер Зил, *Шум. Источники, описание, измерение*, Советское радио, Москва (1973).
75. Н. Nyquist, *Phys. Rev.* **32**, 110 (1928).
76. В. М. Дмитриев, И. В. Золочевский, Е. В. Христенко, *ФНТ* **19**, 249 (1993); V. M. Dmitriev, I. V. Zolochevskii, and E. V. Khristenko, *Physica* **C235-240**, 1973 (1994).
77. В. М. Дмитриев, И. В. Золочевский, Е. В. Христенко, *ФНТ* **12**, 643 (1986).
78. Г. М. Элиашберг, *ЖЭТФ* **61**, 1254 (1971).
79. A. M. Kadin, L. N. Smith, and W. J. Skocpol, *J. Low Temp. Phys.* **38**, 497 (1980).
80. V. A. Mattoo and Y. Singh, *Pramana. J. Phys.* **19**, 483 (1982).
81. И. О. Кулик, *ФНТ* **5**, 1391 (1979).
82. N. M. Rudheimer, A. Lehoczky, and C. V. Briscoe, *Phys. Rev.* **154**, 414 (1967).
83. В. М. Дмитриев, И. В. Золочевский, Е. В. Христенко, *ФНТ* **12**, 540 (1986).
84. В. М. Дмитриев, И. В. Золочевский, Е. В. Христенко, *ФНТ* **10**, 777 (1984).
85. В. М. Дмитриев, Е. В. Христенко, *ФНТ* **3**, 1210 (1977).
86. В. П. Галайко, В. М. Дмитриев, Г. Е. Чурилов, *ФНТ* **2**, 299 (1976).
87. Г. А. Гогодзе, И. О. Кулик, *ФНТ* **6**, 1210 (1980).
88. В. М. Дмитриев, И. В. Золочевский, Е. В. Христенко, *ФНТ* **14**, 134 (1988).
89. M. L. Yu and J. E. Mercereau, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1117 (1972).

90. M. L. Yu and J. E. Mercereau, *Phys. Rev.* **B12**, 4909 (1975).

91. Ю. И. Латышев, Ф. Я. Надь, *Письма в ЖЭТФ* **29**, 610 (1979).

92. V. V. Ryazanov, L. A. Ermolaeva, and V. V. Schmidt, *J. Low Temp. Phys.* **45**, 507 (1981).

93. J. D. N. Cheek, B. Nebral, and K. Martinon, *J. Phys. (Paris)* **18**, 557 (1973).

94. J. A. Pals and J. J. Ramekers, *Phys. Lett.* **A87**, 186 (1982).

95. Е. В. Безуглый, В. М. Дмитриев, В. Н. Светлов, Г. Е. Чурилов, *ФНТ* **13**, 906 (1987).

96. Г. А. Овсянников, С. В. Проклов, И. Л. Серпученко, *ФТТ* **30**, 867 (1988).

97. К. К. Лихарев, Л. А. Якобсон, *ЖТФ* **45**, 1503 (1975).

98. И. О. Кулик, А. Н. Омелянчук, В. А. Хлус, *ФНТ* **6**, 988 (1980).

99. В. М. Дмитриев, И. В. Золочевский, Е. В. Христенко, *ФНТ* **19**, 764 (1993).

100. Л. Г. Асламазов, А. И. Ларкин, *ЖЭТФ* **74**, 2184 (1978).

101. R. Tidecks and T. Werner, *J. Low Temp. Phys.* **65**, 151 (1986).

102. H. A. Notarys and J. E. Mercereau, *Physica* **55**, 424 (1971).

103. R. Tidecks and J. D. Meyer, *Zeitschrift Phys.* **B32**, 363 (1979).

104. M. Tinkham, *J. Low Temp. Phys.* **35**, 147 (1979).

105. К. Ю. Arutyunov, N. P. Danilova, and A. A. Nikolaeva, *Physica* **C235-240**, 1967 (1994).

106. В. М. Дмитриев, И. В. Золочевский, Е. В. Христенко, *ФНТ* **22**, 1371 (1996).

107. V. M. Dmitriev, I. V. Zolocheskii, and E. V. Khristenko, *J. Low Temp. Phys.* **115**, 173 (1999).

Resistive states of superconducting channels in alternating electromagnetic field (Review Article)

V. M. Dmitriev, I. V. Zolocheskii,
and E. V. Khristenko

The processes are considered which determine the structure and the properties of the resistive state (RS) of superconducting channels with a homogeneous distribution of current and order parameter in their cross-section. Principal emphasis is placed on the RS occurred due to the effect of external alternative electromagnetic field on a superconductor. Current, temperature, frequency and power dependences of RS are considered. Some essential data on NS-boundary, phase slip centers and the known results on HTSC materials are presented.