

Резистивные состояния широких сверхпроводящих пленок, обусловленные постоянным и переменным токами

(Обзор)

И.В. Золочевский

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: zolochevskii@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 28 февраля 2014 г., опубликована онлайн 21 августа 2014 г.

Обзор посвящен исследованию в широких сверхпроводящих пленках резистивных состояний, обусловленных постоянным и переменным токами в отсутствие внешнего магнитного поля. Экспериментально установлено, что в области существования вихревого состояния пленки вольт-амперные характеристики и их параметры хорошо описываются теорией вихревого резистивного состояния Асламазова–Лемпицкого, которая долгое время не находила надежного подтверждения. Экспериментально доказано, что при токах больших, чем максимальный ток существования вихревого резистивного состояния, в широких пленках вихревой механизм токовой резистивности отсутствует. Экспериментально доказана невихревая природа линий проскальзывания фазы (ЛПФ) в широких пленках. Показано, что при облучении широкой сверхпроводящей пленки электромагнитным полем с мощностью больше критической в ней возникают линии проскальзывания фазы, сопротивление которых зависит от частоты облучения. Результаты исследований ЛПФ в широких пленках аналогичны результатам исследований центров проскальзывания фазы в узких каналах, что указывает на идентичность процессов проскальзывания фазы в этих двух объектах исследований. Установлено, что токовое резистивное состояние широкой пленки обусловлено двумя альтернативными механизмами, которые возникают последовательно один за другим: проникновение в пленку и движение поперек нее пирловских вихрей магнитного поля тока и возникновение линий проскальзывания фазы сверхпроводящего параметра порядка.

Огляд присвячено дослідженню в широких надпровідних плівках резистивних станів, які зумовлені постійним та змінним струмами у відсутності зовнішнього магнітного поля. Експериментально встановлено, що в області існування вихорового стану плівки вольт-амперні характеристики та їх параметри добре описуються теорією вихорового резистивного стану Асламазова–Лемпицького, яка довгий час не знаходила надійного підтвердження. Експериментально доведено, що при струмах більших, ніж максимальний струм існування вихорового резистивного стану, в широких плівках вихоровий механізм струмової резистивності відсутній. Експериментально доведено невихорову природу ліній проковзування фази (ЛПФ) в широких плівках. Показано, що при опроміненні широкої надпровідної плівки електромагнітним полем з потужністю більшою за критичну в ній виникають лінії проковзування фази, опір яких залежить від частоти опромінення. Результати досліджень ЛПФ в широких плівках аналогічні результатам досліджень центрів проковзування фази у вузьких каналах, що вказує на ідентичність процесів проковзування фази в цих двох об'єктах досліджень. Встановлено, що струмовий резистивний стан широкої плівки обумовлено двома альтернативними механізмами, які виникають послідовно один за іншим: проникнення в плівку і рух поперек неї пірловських вихорів магнітного поля струму та виникнення ліній проковзування фази надпровідного параметра порядку.

PACS: 74.25.Sv Критические токи;
74.25.Dw Сверхпроводимость, фазовые диаграммы;
74.40.Gh Неравновесная сверхпроводимость.

Ключевые слова: широкие сверхпроводящие пленки, критический ток, микроволновое облучение, вихревая резистивность, линии проскальзывания фазы.

Содержание

1. Введение	1112
2. Критические токи и вольт-амперные характеристики широких сверхпроводящих пленок.....	1113
2.1. Критический ток пленки.....	1113
2.2. Вольт-амперная характеристика широкой пленки в отсутствие внешнего магнитного поля.....	1115
2.3. Экспериментальное изучение критических токов в широкой пленке.....	1117
2.4. Максимальный ток вихревой резистивности $I_m(T)$	1119
2.5. Экспериментальное исследование вихревой резистивности широких пленок.....	1123
2.6. Фазовая диаграмма тонких сверхпроводящих пленок с транспортным током в отсутствие внешнего магнитного поля.....	1126
3. Резистивные состояния широких пленок, обусловленные линиями проскальзывания фазы.....	1129
3.1. Центры и линии проскальзывания фазы.....	1129
3.2. Нестационарные джозефсоновские свойства линий проскальзывания фазы в широких пленках олова.....	1133
3.3. Резистивное состояние широкой сверхпроводящей пленки олова, обусловленное переменным электромагнитным полем.....	1135
3.4. Частотная зависимость сопротивления линии проскальзывания фазы, вызванной электромагнитным облучением.....	1138
4. Заключение.....	1140
Литература.....	1140

1. Введение

Исследованию пленок традиционных низкотемпературных сверхпроводников (НТСП) посвящено огромное количество статей и монографий. Однако ряд существенных вопросов, касающихся сверхпроводящего и резистивного состояний однородных НТСП пленок, оставались без ответов. В последнее время получен ряд интересных и важных результатов, которые позволили существенно продвинуться в понимании природы резистивного токового состояния широких пленок. Это обстоятельство, а также интерес к достижению больших критических токов в широких сверхпроводящих пленках оправдывает написание настоящего обзора.

Одной из основных характеристик сверхпроводящего состояния пленок является критическая плотность тока j_c и, соответственно, критический ток I_c . Основные экспериментальные исследования критических токов широких сверхпроводящих пленок были проведены еще в конце прошлого века. Однако отсутствие качественных пленок и знаний о тепловом согласовании пленок с подложками не позволили решить следующую актуальную проблему. Суть ее состоит в том, что экспериментаторы получали разные температурные зависимости критического тока и разные абсолютные его величины — не понятны были причины таких различий. Теория Асламазова–Лемпицкого (АЛ) [1], которую успешно привлекали для объяснения резистивного токового состояния в широких пленках, давала значение критического тока в 1,5 раза выше теоретической оценки I_c в рамках известной теории Ларкина–Овчинникова [2]. Недавние системные экспериментальные исследования критических токов и вольт-амперных характеристик (ВАХ) [3,4] позволили

понять, какая из этих теорий более адекватно описывает сверхпроводящее и вихревое резистивное состояние широкой пленки. Результаты таких исследований вызывают не только академический интерес, но и указывают на пути увеличения токонесущих способностей сверхпроводящих пленок, а следовательно, и их практического применения.

Не менее важной задачей является установление природы и механизмов фазовых переходов широких пленок из сверхпроводящего в нормальное состояние под действием транспортного тока. Сверхпроводящие пленки в зависимости от их ширины подразделяются на широкие вихревые пленки (ширина $w \gg \xi(T)$, $\lambda_{\perp}(T)$) и узкие безвихревые каналы ($w \sim \xi(T)$, $\lambda_{\perp}(T)$ при толщине пленки $d \ll \xi(T)$, $\lambda_{\perp}(T)$). Здесь $\xi(T)$ и $\lambda_{\perp}(T) = 2\lambda^2(T)/d$ — длина когерентности и глубина проникновения слабого перпендикулярного магнитного поля в пленку, соответственно, $\lambda(T)$ — лондоновская глубина проникновения.

При протекании транспортного тока в сверхпроводящих каналах между нормальным и сверхпроводящим состояниями существует своеобразное токовое динамическое состояние с центрами проскальзывания фазы (ЦПФ) [5,6], а вихри возникать не могут. Двумерным аналогом ЦПФ состояния является состояние с линиями проскальзывания фазы (ЛПФ).

В отсутствие внешнего постоянного магнитного поля при протекании транспортного тока больше критического в широкой сверхпроводящей пленке возникает резистивное состояние сначала благодаря движению вихрей. Источником вихрей в этой ситуации является магнитное поле транспортного тока. При его увеличении на краях пленки возникают цепочки вихрей магнитного потока, которые движутся поперек пленки к ее

центру, где аннигилируют. Движущиеся вихри создают резистивность и формируют вихревую часть вольт-амперной характеристики пленки. Длительное время считалось, что только вихревая фаза формирует резистивное состояние широкой пленки. Однако после открытия и исследования ЦПФ и ЛПФ стало понятным, что в формировании резистивного токового состояния широкой пленки важная роль принадлежит процессу возникновения линий проскальзывания фазы параметра порядка. При этом возникло несколько проблем, которые обсуждались в научных статьях. Главными среди них являются две: что представляют собой ЛПФ и каким образом процессы проскальзывания фазы и вихревой механизм формируют ВАХ пленок?

Исследования резистивного состояния широкой пленки, обусловленного протеканием переменного тока, оказались не менее интересными. Под действием микроволнового облучения в широкой пленке возникают высокочастотные ЛПФ, сопротивление которых зависит от частоты облучения. Еще одна актуальная тема, рассмотренная в этом обзоре, связана с экспериментальным исследованием высокочастотных ЛПФ [7].

2. Критические токи и вольт-амперные характеристики широких сверхпроводящих пленок

2.1. Критический ток пленки

Способность сверхпроводников нести сверхпроводящий бездиссипативный ток — важнейшее физическое свойство, определяющее многие аспекты их практического использования. В зависимости от типа сверхпроводника, его структуры и условий эксперимента наблюдаются различные значения и температурные зависимости максимально возможного в данных условиях сверхпроводящего тока — критического тока I_c . Критическим током $I_c(T)$ является наименьший ток, при котором в образце впервые появляется напряжение при возрастании транспортного тока. При равномерном распределении тока по сечению образца такой ток называется током распаривания Гинзбурга–Ландау I_c^{GL} , величина и температурная зависимость которого для пленки шириной w и толщиной d в окрестности критической температуры T_c определяются выражением [8,9]

$$I_c^{GL}(T) = \frac{\Phi_0 c w}{6\sqrt{3}\pi^2 \xi(0)\lambda_{\perp}(0)} (1 - T/T_c)^{3/2} = I_c^{GL}(0)(1 - T/T_c)^{3/2}. \quad (1)$$

Здесь $\lambda_{\perp}(0) = 2\lambda^2(0)/d$, $\xi(0)$ и $\lambda_{\perp}(0)$ — длина когерентности и глубина проникновения магнитного поля в пленку при $T = 0$, $\Phi_0 = hc/2e = 2,07 \cdot 10^{-7}$ Гс·см² — квант магнитного потока. Впервые ток распаривания был найден в работе [10] исходя из теории Гинзбурга–Ландау, справедливой при $T \rightarrow T_c$.

Критическая плотность тока для случая произвольных температур впервые рассматривалась в работе Бардина [11], согласно которой:

$$j_c(T) = 0,82 \frac{H_c(0)}{\lambda(0)} \left(1 - (T/T_c)^2\right)^{3/2} \left(1 + (T/T_c)^2\right)^{1/2} \quad \text{для } l_i \rightarrow \infty, \quad (2)$$

и

$$j_c(T) = 0,5 H_c(0) \left(\frac{\Delta(0)\sigma}{\hbar}\right)^{1/2} \left(1 - (T/T_c)^2\right)^{3/2} \quad \text{для } l_i \ll \xi_0. \quad (3)$$

Здесь l_i и σ — длина свободного пробега и проводимость в нормальном состоянии соответственно.

Однако из-за того, что при получении конкретных результатов в работе [11] предполагалось, что $j \sim \rho_s$, где ρ_s — плотность сверхпроводящей компоненты в двухжидкостной модели, зависящей только от параметра порядка, приведенные выше зависимости, строго говоря, справедливы лишь в области температур $T \rightarrow T_c$.

В последующие годы на основе общих соотношений, полученных в работе [11], появился еще ряд работ, посвященных расчетам критического тока для случая как «чистых» ($l_i \gg \xi_0$) [12,13], так и «грязных» ($l_i \ll \xi_0$) [14,15] сверхпроводников. В работах [14,15] получены аналитические выражения для $j_c(T=0)$ и $j_c(T=T_c)$, а также выведены уравнения, позволяющие вычислить зависимость $j_c(T)$ для произвольных температур. Для пленок толщиной $d \sim l_i \ll \xi_0$, в которых рассеяние происходит преимущественно на их границах, Овчинников [16] получил результаты, с логарифмической точностью совпадающие с результатами теории Маки [14,15]. Уже в 80-е годы Куприянов и Лукичев [17] вновь вернулись к вопросу о критическом токе распаривания. Они численным методом рассчитали зависимость плотности критического тока от температуры во всем температурном диапазоне для различных значений длин свободного пробега. По их расчетам температурная зависимость для плотности критического тока, как у Гинзбурга и Ландау [9] $j_c(T) \approx j_c^{GL}(T) \sim (1 - T/T_c)^{3/2}$, получается только в непосредственной близости от температуры сверхпроводящего перехода. С понижением температуры рост $j_c(T)$ замедляется и в предельном случае $j_c(T=0\text{K}) = 0,39 j_c^{GL}(0)$ для $l_i \ll \xi_0$ и $j_c(T=0\text{K}) = 0,62 j_c^{GL}(0)$ для $l_i \gg \xi_0$.

Удобным объектом для проверки выражения (1) оказались тонкие ($d < \xi(T)$, $\lambda_{\perp}(T)$) и узкие ($w \sim \xi(T)$, $\lambda_{\perp}(T)$) сверхпроводящие пленки, в которых вблизи температуры T_c достоверно реализуется равномерное распределение плотности критического тока по сечению образца. Среди большого числа экспериментальных работ, посвященных измерению критических токов узких

сверхпроводящих каналов, лишь в некоторых из них, например [18–20], было получено хорошее согласие с теорией Гинзбурга–Ландау в районе T_c не только по форме температурной зависимости $j_c(T) \sim (1 - T/T_c)^{3/2}$, но и по абсолютной величине.

Совершенно иная ситуация возникает при исследованиях широких ($w \gg \lambda_{\perp}(T)$) пленок. В этом случае важную роль играют пирловские вихри (Pearl vortex) [21] магнитного потока и картина становится более сложной. Во-первых, в широких пленках сверхпроводящий ток и его плотность распределены неравномерно по ширине [1, 18, 22–24] (см. рис. 1). Во-вторых, пиннингующие свойства пленок сильно зависят от совершенства краев пленок, их структуры и качества, условий теплоотвода, что существенно влияет на величину и температурную зависимость критического тока. Именно поэтому результаты исследований критических токов широких пленок так противоречивы.

В теоретическом плане впервые учет неравномерности распределения тока по ширине пленки был сделан в работе [22]. Используя выражение для определения величины тока на краю пленки и рассчитывая критический ток по формуле Бардина, авторы [22] получили следующее выражение:

$$I_c(T) = I_c(0) \left(1 - (T/T_c)^2\right) \left(1 + (T/T_c)^2\right)^{-1/2}, \quad (4)$$

что вблизи T_c дает линейную зависимость критического тока от температуры $I_c(T) \propto (1 - T/T_c)$.

В работе Ларкина и Овчинникова [2] показано, что в пленках, ширина которых существенно превосходит $\xi(T)$ и $\lambda_{\perp}(T)$, краевая плотность тока $j(w/2)$ при полном токе I , меньшем однородного тока распаривания I_c^{GL} Гинзбурга–Ландау, достигает величины

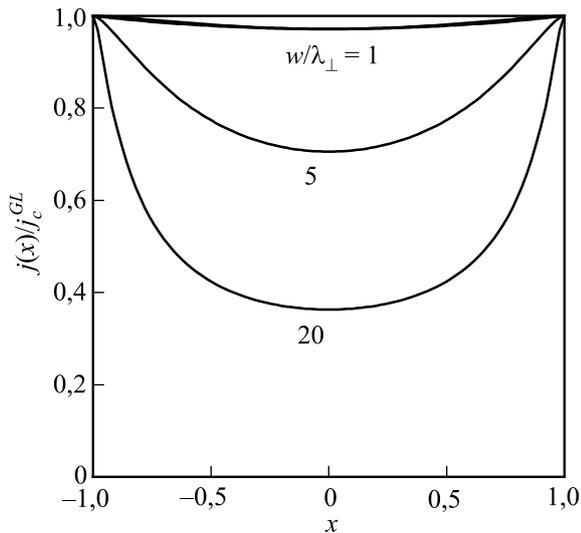


Рис. 1. Распределение тока по ширине пленки в точке резистивного перехода $I = I_c$, численно рассчитанное для различных значений $w/\lambda_{\perp} = 1, 5$ и 20 [24]. Координата x нормирована на полуширину пленки.

$$j(w/2) = \frac{I}{(\pi w \lambda_{\perp})^{1/2} d}. \quad (5)$$

Используя качественную оценку $j(w/2) \approx j_c^{GL}$ для плотности тока, подавляющего краевой барьер, авторы [2] получили выражение для тока распаривания на краю пленки

$$I_c^{LO}(T) \approx \frac{c\Phi_0}{6\sqrt{3}\pi^{3/2}\xi(0)} \left(\frac{w}{\lambda_{\perp}(0)}\right)^{1/2} (1 - T/T_c). \quad (6)$$

Практически одновременно с работой [2] такое же выражение для тока распаривания было получено в работах [23, 25] из оценки условия исчезновения барьера Бина–Ливингстона для вхождения вихря в пленку. Выражение (6) долгие годы широко использовалось при анализе экспериментальных данных (см., например, [18, 26]). В 1983 г. появилась теоретическая работа Асламазова и Лемпицкого (АЛ) [1] о резистивном состоянии в широких сверхпроводящих пленках. В этой работе значения критического тока в широкой пленке почти в 1,5 раза превышали оценочные значения I_c , следующие из работ [2, 23, 25].

В теории АЛ асимптотическая формула для критического тока имеет следующий вид:

$$I_c^{AL}(T) = 1,5 I_c^{GL} (\pi \lambda_{\perp} / w)^{1/2} = 1,5 I_c^{GL}(0) (\pi \lambda_{\perp}(0) / w)^{1/2} (1 - T/T_c). \quad (7)$$

Следует заметить, что величина $I_c^{AL}(T)$ является наибольшей из теоретически предсказанных (например, [2, 25]) критических токов вхождения пирловских вихрей в пленку, известных нам.

Несмотря на то, что теория АЛ [1] содержала, как тогда казалось, довольно высокую и недостижимую для эксперимента величину критического тока, эта теория достаточно хорошо объясняла картины вихревого резистивного состояния широких пленок.

Транспортные свойства и резистивные токовые состояния в широких сверхпроводящих пленках исследуются уже на протяжении нескольких десятилетий. Но только к настоящему времени, проанализировав весь накопленный опыт, становится ясно, с какими пленками необходимо работать, чтобы получить достоверную информацию о микроскопических механизмах возникновения резистивных состояний.

Прежде всего необходимо выбрать такую технологию приготовления образцов, которая обеспечила бы минимизацию дефектов как на краю, так и в объеме пленки. Эти условия было весьма трудно выполнить как в ранних работах (см., например, [26]), где пленка вырезалась с помощью алмазной иглы (пирамиды) и на краях пленки возникали существенные дефекты, так и в современных работах, где, как правило, пленки по-

лучают с помощью фотолитографической техники, а неровность края из-за химического травления и в данном случае играет существенную роль. При обычном напылении пленок вследствие неплотного прилегания стандартной накладной маски (шаблона) к подложке края пленки и при этой методике также не бывают резкими, а постепенно утончаются.

Очень важно также обеспечить эффективное тепловое согласование пленки с подложкой [27] (например, для пленок олова подходящей подложкой является оптически полированный монокристаллический кварц, а не сапфир или стекло, которые часто использовали в ранних работах).

Авторы рассмотренных в данном обзоре экспериментальных работ [3,4,7,28–37] учли все недостатки в приготовлении образцов, которые были допущены предшествующими экспериментаторами. В качестве образцов использовались тонкие пленки олова, методика получения которых описана в работах [3,30]. Эта оригинальная технология обеспечила минимизацию дефектов как на краю пленки, так и в ее объеме. Критический ток таких образцов определяется подавлением барьера для вхождения вихрей при достижении плотностью тока на краю пленки величины порядка j_c^{GL} и достигает максимально возможного теоретического значения [1], что свидетельствует об отсутствии краевых дефектов, которые создают локальные понижения барьера и, тем самым, уменьшают величину I_c . Оловянные пленки напыляли на подложки из полированного монокристаллического кварца, что позволило создать эффективное тепловое согласование пленки с подложкой [27]. ВАХ измеряли четырехзондовым методом. При измерении ВАХ образцы помещали в двойной экран из отожженного пермаллоя. В районе образца значение магнитного поля было: $H_{\perp} = 7 \cdot 10^{-4}$ Э, $H_{\parallel} = 6,5 \cdot 10^{-3}$ Э. Параметры исследуемых образцов приведены в табл. 1.

2.2. Вольт-амперная характеристика широкой пленки в отсутствие внешнего магнитного поля

Переход узких сверхпроводящих каналов в резистивное состояние под действием тока объясняется достижением критического тока распаривания, соответствующего критической скорости конденсата, при которой начинается интенсивное разрушение пар [9]. Переход широких пленок в резистивное состояние, обусловленное протеканием транспортного тока, объясняется проникновением в пленку вихрей собственного поля тока. При этом величина критического тока широкой пленки сильно зависит от качества образца, а максимальный критический ток в такой пленке будет наблюдаться при достижении на краях образца плотности тока распаривания.

Роль вихревой резистивности в формировании вольт-амперных характеристик тонких сверхпроводящих пленок изучается уже много лет. Однако до последнего времени не было общепризнанной единой теории, описывающей переход сверхпроводящих тонких пленок из сверхпроводящего в нормальное состояние под воздействием транспортного тока в отсутствие внешнего магнитного поля. Многочисленные экспериментальные исследования выполнены различными авторами на образцах различного качества и часто демонстрируют противоречивые результаты. Поэтому оставались неоднозначности при определении ряда параметров ВАХ широких пленок, в том числе и критического тока. Теория резистивного состояния Асламова–Лемпицкого [1], по нашему мнению, претендует на адекватное отражение механизмов вихревой резистивности в широких пленках.

На рис. 2 представлена реальная ВАХ одного из исследованных образцов [4], на примере которой можно ввести необходимые в дальнейшем параметры. Такими параметрами ВАХ широкой пленки ($w \gg \xi(T)$, $\lambda_{\perp}(T)$) являются: I_c — критический ток; I_n — ток, при превышении которого вихревой участок ВАХ приобретает

Таблица 1. Параметры оловянных пленочных образцов

Образец	L , мкм	w , мкм	d , нм	$R_{4,2}$, Ом	R^{\square} , Ом	T_c , К	l_i , нм	R_{300} , Ом
Sn2	80	1,0	175	6,85	0,086	3,763	84	67,74
Sn3	25	1,0	73	5,50	0,22	3,821	79	51,20
Sn4	30	1,0	199	1,45	0,048	3,783	131	21,50
Sn12	35	1,0	71	5,48	0,16	3,812	103	64,73
SnW5	92	42	120	0,14	0,064	3,789	145	2,27
SnW6	81	17	209	0,185	0,039	3,712	152	3,147
SnW9	95	17	159	0,319	0,057	3,825	138	4,900
SnW10	88	7	181	0,487	0,040	3,809	169	9,156
SnW13	90	18	332	0,038	0,008	3,836	461	1,88
SnW14	90	18	292	0,098	0,020	3,815	215	2,33

Примечание: L — длина; w — ширина; d — толщина образца; l_i — длина свободного пробега электрона, $R^{\square} = R_{4,2}w/L$ — сопротивление пленки на квадрат.

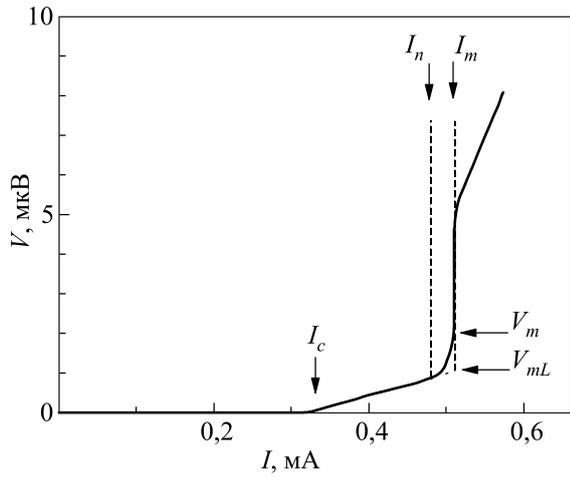


Рис. 2. Типичная ВАХ широкой ($w \gg \xi(T), \lambda_{\perp}(T)$) сверхпроводящей пленки (SnW13) при температуре $T/T_c = 0,99$ [4].

нелинейный характер; I_m — максимальный ток существования пирловского вихревого состояния [1,3], при превышении которого на ВАХ возникают характерные для линий проскальзывания фазы ступеньки напряжения; V_m — напряжение, возникающее на концах широкой пленки при токе I_m и обусловленное движением вихрей (перед скачком напряжения, связанным с возникновением ЛПФ); V_{mL} — значение напряжения, в точке пересечения продолжения линейного вихревого участка ВАХ и прямой $I = I_m$, т.е. это вероятное напряжение продленного линейного вихревого участка ВАХ при $I = I_m$. Нелинейный участок ВАХ в интервале токов $I_c \leq I \leq I_n$, обычно связываемый с крипом пирловских вихрей [38,39], в экспериментальных работах [3,4,7,28–37] не наблюдался, т.е. речь будет идти о пленках с пренебрежимо малым пиннингом вихрей.

В тонких широких пленках магнитное поле тока порождает на краях пленки цепочки пирловских вихрей, движение которых поперек пленки приводит к появлению сопротивления. В работе [1] на основе такой картины получена ВАХ широкой сверхпроводящей пленки в отсутствие внешнего магнитного поля при температурах, близких к критической. Ширина образцов предполагалась большой как по сравнению с величиной длины когерентности $\xi(T)$, так и по отношению к глубине проникновения поперечного плоскости пленки магнитного поля $\lambda_{\perp}(T)$.

Для нахождения ВАХ исследовали вязкое движение вихрей в пленке [1]. Известно, что при $I = I_c$ безвихревое сверхпроводящее состояние становится неустойчивым и у краев широкой пленки зарождаются цепочки вихрей. Под действием транспортного тока вихри движутся к центру пленки, где аннигилируют с вихрями противоположного направления, образовавшимися у другого края пленки. При малой степени надкритичности ($I - I_c \ll I_c$) силы отталкивания вихрей одного направления не позволяют зародиться у края следую-

щей цепочки, пока не исчезнет в середине пленки предыдущая. С ростом тока в пленке может возникать две цепочки вихрей, три и так далее. Надо иметь в виду, что плотность вихрей достаточно большая уже при малой степени надкритичности, и оказывается справедливым гидродинамическое приближение.

В теории вихревого резистивного состояния АЛ квазистационарная картина вязкого течения «жидкости» вихрей описывается с помощью гидродинамических уравнений. Скорость вязкого движения вихрей v определяется плотностью тока j [40,41]:

$$v = -\eta^{-1} j \Phi_0 \text{sign}(x), \quad (8)$$

где η — коэффициент вязкости, Φ_0 — квант магнитного потока, а выражение $\text{sign}(x)$ показывает, что в разных половинах пленки разнополярные вихри движутся навстречу друг другу.

Используя известные выражения для коэффициента вязкости тока [40,41], имеем оценку:

$$\eta = C_2 \Phi_0^2 d / \rho_n \xi^2 c^2, \quad (9)$$

где ρ_n — удельное сопротивление пленки в нормальном состоянии, C_2 — численный коэффициент. Необходимо отметить, что в данной модели АЛ [1] не учитывались нелинейные эффекты при движении вихрей [42], т.е. коэффициент вязкости η предполагался не зависящим от скорости вихря и также не учитывалась конечность времени релаксации параметра порядка, которая могла приводить к формированию «хвоста» с подавленным параметром порядка за движущимся вихрем.

Результаты теории вихревого резистивного состояния АЛ основаны на асимптотическом анализе обобщенного уравнения Лондонов [2], описывающего распределение плотности тока $j(x)$ в пленке:

$$4\pi \frac{\lambda_{\perp}}{w} \frac{dj}{dx} + 2 \int_{-1}^1 \frac{j(x') dx'}{x' - x} = -\frac{\eta E}{\Phi_0 j(x)} \text{sign } x, \quad (10)$$

где E — средняя напряженность электрического поля в пленке (напряжение $V = EL$, где L — длина пленки), а координата x отсчитывается от середины пленки и измеряется в единицах полуширины пленки $w/2$. Интеграл понимается в смысле главного значения. Выражение в правой части (10) обусловлено движением вихрей, и при $I < I_c$ оно отсутствует. В работе [1] для некоторых параметров ВАХ приведены асимптотические формулы. Так, например, для начального участка ВАХ пленки при малой надкритичности ($I - I_c \ll I_c$) имеем линейную асимптотическую формулу:

$$V = V_0 (I - I_c) / I_c, \quad (11)$$

где $V_0 = 8\Phi_0 I_c^2(T) L / \eta(T) w^2 c^3$.

С ростом тока его плотность почти во всей области пленки уже заметно отличается от мейснеровского распределения [1,24]. При $I > I_c$ плотность тока имеет максимум посередине пленки, так как к мейснеровскому распределению добавляется плотность тока, создаваемая аннигилируемыми вихрями. Асимптотическая формула при большой степени надкритичности ($I \gg I_c$) с точностью до численного коэффициента C выглядит следующим образом:

$$V = CV_0(I/I_c)^2. \quad (12)$$

Формула (12) для ВАХ пленки остается справедливой до тех пор, пока плотность тока внутри пленки везде (в том числе и посередине пленки) меньше плотности тока распаривания.

Выражение для максимального тока существования вихревой резистивности $I_m(T)$ получено в виде [1]

$$I_m(T) = C_1 I_c^{GL}(T) \ln^{(-1/2)}(2w/\lambda_\perp(T)). \quad (13)$$

Здесь C_1 — численный (подгоночный) коэффициент, $I_c^{GL}(T)$ — ток распаривания Гинзбурга–Ландау.

Когда величина полного тока в пленке достигает значения $I_m(T)$, нарушается картина стационарного вязкого течения жидкости вихрями от краев пленки (где они зарождаются) к ее середине (где происходит аннигиляция вихрей). Хотя расстояние между вихрями еще велико ($r^{1/2} \geq (\lambda_\perp \xi)^{1/2} \ln^{1/4}(2w/\lambda_\perp)$), создаваемая ими посередине пленки плотность тока становится равной плотности тока распаривания. При этом посередине пленки возникает неустойчивость, аналогичная той, которая возникла на краю пленки при критическом токе. Однако в результате развития неустойчивости посередине пленки не могут образоваться цепочки вихрей, как это имело место вблизи краев пленки при токе I_c . Согласно теории АЛ [1], при $I = I_m$ на ВАХ широкой пленки должен наблюдаться скачок напряжения и образец должен перейти в нормальное состояние. На самом деле, как оказалось, при $I = I_m$ пленка переходит не в нормальное, а в резистивное состояние [30,43,44], обусловленное возникновением линий проскальзывания фазы.

В работе [1] предполагается, что величина $I_m(T)$ значительно превосходит значение $I_c(T)$. В то же время сопротивление пленки R_m при токе I_m до образования в ней ЛПФ еще мало по сравнению с нормальным сопротивлением пленки R_n .

С учетом выражения (9) для коэффициента вязкости асимптотическая формула (11) для начального участка ВАХ широкой пленки при малой надкритичности ($I - I_c \ll I_c$) будет иметь следующий вид [4]:

$$V = \frac{8\Phi_0 L}{\eta w^2 c^3} I_c (I - I_c) = C_2^{-1} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} \frac{I_c (I - I_c)}{(1 - T/T_c)}. \quad (14)$$

Здесь $R_n = \rho_n L/wd$ — сопротивление пленки в нормальном состоянии.

Асимптотическая формула (12) для ВАХ широкой пленки при большой степени надкритичности ($I \gg I_c$) с учетом (9) выглядит следующим образом [4]:

$$V = C \frac{8\Phi_0 L}{\eta w^2 c^3} I^2 = \frac{C}{C_2} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} \frac{I^2}{1 - T/T_c}. \quad (15)$$

Если продлить линейную асимптотику вихревого участка ВАХ при малой надкритичности (см. рис. 2), то напряжение при токе I_m с учетом формулы (14) равно [4]:

$$V_{mL} = C_2^{-1} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} \frac{I_c (I_m - I_c)}{1 - T/T_c} \quad (16)$$

Выражение для дифференциального сопротивления линейной асимптотики вихревого участка ВАХ будет иметь следующий вид [4]:

$$R_{dL} = \frac{V_{mL}}{I_m - I_c} = C_2^{-1} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} \frac{I_c}{1 - T/T_c}. \quad (17)$$

Согласно теории АЛ, при максимальном токе существования вихревой резистивности I_m ВАХ в общем случае описывается квадратичной асимптотической формулой (15), и напряжение, которое возникнет в широкой пленке с учетом этой формулы, выглядит следующим образом [4]:

$$V_m = \frac{C}{C_2} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} \frac{I_m^2}{1 - T/T_c}. \quad (18)$$

Таким образом, сопротивление в этой точке ВАХ равно [4]:

$$R_m = \frac{V_m}{I_m} = \frac{C}{C_2} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} \frac{I_m}{1 - T/T_c}. \quad (19)$$

2.3. Экспериментальное изучение критических токов в широкой пленке

В данном подразделе представлены результаты сравнительно недавних экспериментальных исследований температурных зависимостей критических токов оловянных пленок различной ширины [3,4,30].

На рис. 3 и 4 представлены экспериментальные температурные зависимости токов I_c (\blacktriangle) и I_m (\blacktriangledown) для образцов SnW10 и SnW5, шириной 7 и 42 мкм соответственно [3,30]. Сплошные кривые I на этих рисунках представляют собой расчеты тока распаривания Гинзбурга–Ландау $I_c^{GL}(T)$ по формуле (1) с учетом параметров пленок (см. табл. 1). Сплошные кривые 4 рассчитаны по формуле $I_c(T) = I_c(0) \cdot (1 - T/T_c)^{3/2}$, где $I_c(0)$ — подгоночный экспериментальный параметр.

На рис. 3 представлены температурные зависимости критического тока (\blacktriangle) и максимального тока существования вихревой резистивности (\blacktriangledown) для образца SnW10. На рисунке видно, что вблизи T_c при $T > T_{\text{cros1}}$, когда длина когерентности и глубина проникновения перпендикулярного магнитного поля сравнима с шириной образца, и пленка является узким безвихревым каналом, экспериментальные значения критического тока хорошо совпадают с теоретической кривой тока распаривания Гинзбурга–Ландау (кривая 1) и имеют температурную зависимость $I_c \sim (1 - T/T_c)^{3/2}$.

При $T_{\text{cros2}} < T < T_{\text{cros1}}$ пленка является широкой (на ВАХ имеются вихревые участки). В этом интервале температур зависимость $I_c(T)$ сохраняет вид $I_c(T) \sim (1 - T/T_c)^{3/2}$ (кривая 4), хотя из-за поперечного эффекта Мейсснера его абсолютная величина ниже тока распаривания Гинзбурга–Ландау. Следует заметить, что такое поведение критического тока не описывается существующими теориями, хотя экспериментально наблюдалось и ранее в широких пленках олова [45,46]. При температурах $T < T_{\text{cros2}}$ наблюдается линейная зависимость критического тока, а его абсолютная величина соответствует теории АЛ (прямая 2). Важно подчеркнуть, что в довольно большом интервале температур вблизи T_c рассчитанная из теории АЛ линейная зависимость $I_c^{\text{AL}}(T)$ (см. рис. 3 и 4, прямые 2) проходит выше кривой тока распаривания Гинзбурга–Ландау $I_c^{\text{GL}}(T)$ (см. рис. 3 и 4, кривые 1), что лишено

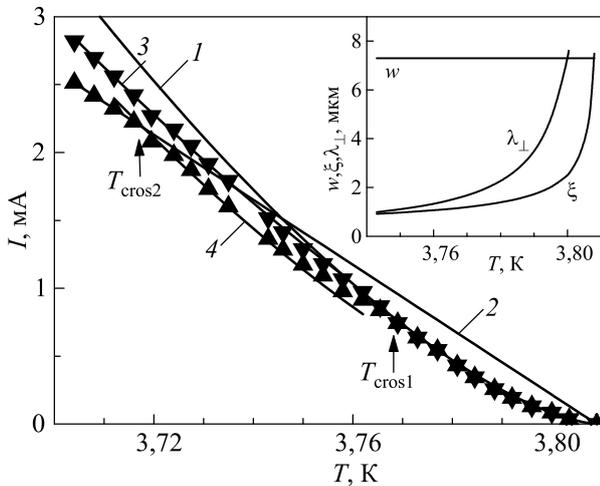


Рис. 3. Экспериментальные температурные зависимости максимального тока существования вихревой резистивности I_m (\blacktriangledown) и критического тока I_c (\blacktriangle) образца SnW10. Теоретические зависимости I , mA: $I_c^{\text{GL}}(T) = 7,072 \cdot 10^2 (1 - T/T_c)^{3/2}$ (1); $I_c^{\text{AL}}(T) = 9,118 \cdot 10^2 (1 - T/T_c)$ (2); $I_m^{\text{AL}}(T) = I_c^{\text{GL}}(T) 1,56 \times [\ln(2 \cdot 7(1 - T/T_c)/0,01717)]^{(-1/2)}$ (3). Расчетная зависимость I , mA: $I_c(T) = 5,9 \cdot 10^2 (1 - T/T_c)^{3/2}$ (4). На вставке показаны температурные зависимости длины когерентности $\xi(T)$ и глубины проникновения поперечного магнитного поля $\lambda_{\perp}(T)$ для сверхпроводящей пленки SnW10. Прямая показывает ширину w пленки SnW10.

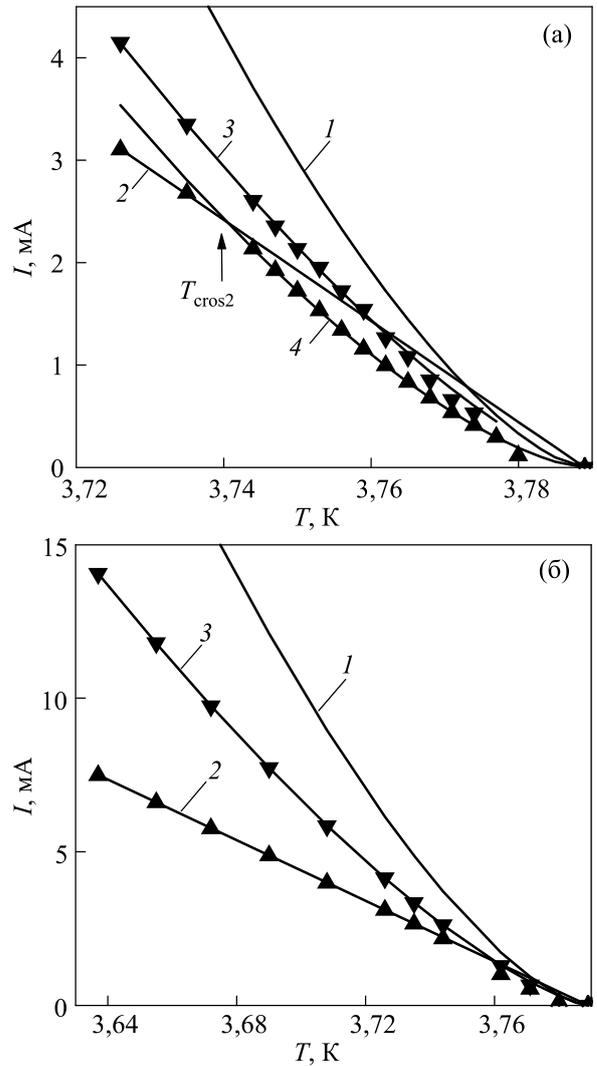


Рис. 4. Экспериментальные температурные зависимости максимального тока существования вихревой резистивности I_m (\blacktriangledown) и критического тока I_c (\blacktriangle) образца SnW5. Теоретические зависимости I , mA: $I_c^{\text{GL}}(T) = 2,867 \cdot 10^3 (1 - T/T_c)^{3/2}$ (1); $I_c^{\text{AL}}(T) = 1,871 \cdot 10^2 (1 - T/T_c)$ (2); $I_m^{\text{AL}}(T) = I_c^{\text{GL}}(T) 1,35 \times [\ln(2 \cdot 42 \cdot (1 - T/T_c)/0,02532)]^{-1/2}$ (3). Расчетная зависимость I , mA: $I_c(T) = 1,65 \cdot 10^3 (1 - T/T_c)^{3/2}$ (4).

физического смысла. Поэтому в диапазоне температур от T_c до, по крайней мере, T^* формула (7) неприменима (здесь T^* определяется из равенства $I_c^{\text{GL}}(T^*) = I_c^{\text{AL}}(T^*)$). Поэтому линейная зависимость критического тока, предсказанная в [1], может реализоваться лишь при температурах более низких, чем температура T^* , а именно при $T < T_{\text{cros2}}$ [3,30].

На рис. 3 представлена также температурная зависимость максимального тока существования вихревого резистивного состояния пленки. Она хорошо совпадает с предсказаниями теории АЛ (кривая 3). На вставке к рис. 3 представлены расчетные температурные зависимости $\xi(T)$ и $\lambda_{\perp}(T)$ для образца SnW10 с учетом его параметров из таблицы. Видно, что для данного

образца шириной 7 мкм температурная область, в которой выполняется неравенство $w < \xi(T)$, практически не наблюдается. Область, в которой $\xi(T) < w < \lambda_{\perp}(T)$ занимает 7,8 мК вблизи T_c . Согласно [47,48], именно в этой области должны реализовываться кинематические вихри, движение которых, по мнению авторов, и образует двумерные аналоги ЦПФ линии проскальзывания фазы. Далее следует температурная область, ограниченная температурой, при которой $w \geq \lambda_{\perp}(T)$ и T_{cros1} . В этой области температур на ВАХ все еще нет вихревых резистивных участков, токи I_c и I_m совпадают и являются токами распаривания $I_c^{GL}(T)$, т.е. образец проявляет все признаки узкого канала. Интересно заметить, что при $T = T_{\text{cros1}}$ ширина пленки $w \approx 4\lambda_{\perp}(T)$, т.е. по ширине пленки укладывается два пирловских вихря размером $2\lambda_{\perp}(T)$ — по одному в каждой половине пленки. При дальнейшем понижении температуры, когда $\lambda_{\perp}(T)$ становится еще меньше, эти вихри могут уже двигаться и проявлять себя на ВАХ и температурной зависимости $I_c(T)$. Только после этого пленку можно считать широкой.

Что касается кинематических вихрей [48], то следует заметить, что зависимости $\xi(T)$ и $\lambda_{\perp}(T)$ дают следующие значения интервалов температур, в которых могут существовать кинематические вихри: для SnW10 — $\Delta T = 7,8$ мК, а для SnW5 — $\Delta T = 2,3$ мК. Таким образом, чем шире пленка, тем менее вероятно экспериментальное обнаружение в них проявления кинематических вихрей [3]. В то же время авторы [3,30] во всех исследованных образцах наблюдали ступенчатую структуру ВАХ, обусловленную процессами проскальзывания фазы параметра порядка.

На рис. 4 представлены температурные зависимости критического тока и максимального тока существования вихревой резистивности для более широкой пленки (SnW5) шириной 42 мкм. Видно, что критический ток имеет линейную температурную зависимость и хорошо согласуется с теорией АЛ (кривая 2). Вблизи T_c имеется участок температурной зависимости, где $I_c \sim (1 - T/T_c)^{3/2}$ (кривая 4). Следует обратить внимание на то, что экспериментальная температурная зависимость максимального тока существования вихревой резистивности также хорошо согласуется с теорией АЛ (кривая 3).

При последовательном увеличении ширины пленок w область узкого канала, соответствующая температурному интервалу $T_c - T_{\text{cros1}}$, уходит все ближе к T_c , и для образца SnW5 шириной 42 мкм экспериментально практически неразличима (см. рис. 4(а)). Наблюдаемая экспериментально температурная область ниже T_{cros2} , где применим механизм вихревой резистивности для $I_c(T)$ и $I_m(T)$, описанный в работе [1], становится все более широкой. Особенно хорошо это видно на рис. 4(б), на котором представлены результаты исследований в более широком по сравнению с рис. 4(а) температурном интервале.

2.4. Максимальный ток вихревой резистивности $I_m(T)$

В 70-е годы было проведено большое число важных исследований транспортных резистивных свойств тонких широких сверхпроводящих пленок. Особое место среди них занимают исследования, в которых движение пирловских вихрей исследовано с помощью dc трансформатора Гьевера (Givier) [49–52] и применением импульсной методики (см., например, [45,46]).

Трансформатор Гьевера представляет собой две сверхпроводящие пленки, напыленные одна на другую через тонкий слой диэлектрика (см. рис. 5). При этом вихревые нити в обеих пленках связаны между собой. По одной из пленок (первичной) пропускают транспортный ток и изучают движение вихрей, созданных собственным полем тока или внешним магнитным полем. Вихревые нити в нижней (первичной) пленке движутся под действием транспортного тока и увлекают за собой связанные с ними вихри в верхней (вторичной) сверхпроводящей пленке, в которой при этом возникает напряжение в отсутствие в ней собственного транспортного тока. Удивительным результатом этих исследований явилось то, что при некотором значении

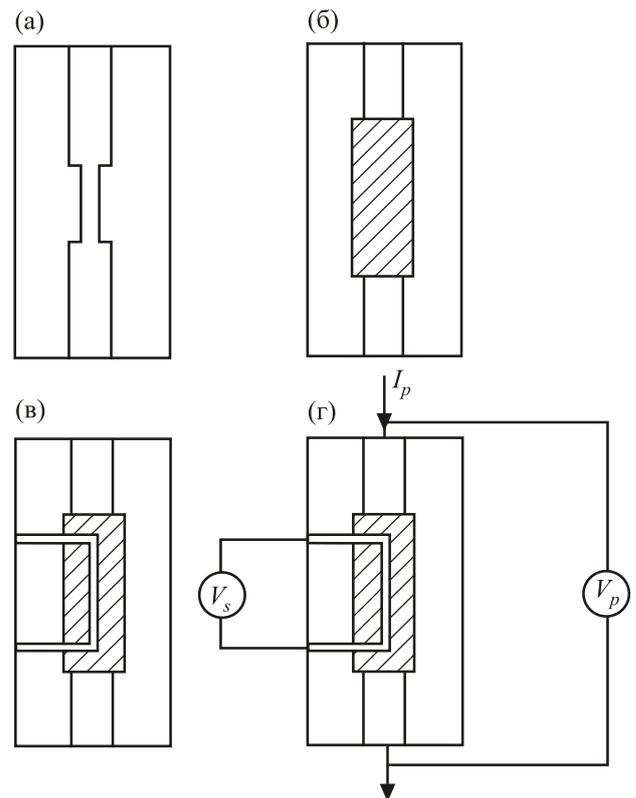


Рис. 5. Приготовление образца. Сверхпроводящая пленка напыляется на стеклянную подложку (а). Тонкий изолирующий слой диэлектрика напыляется сверху первичной сверхпроводящей пленки (б). Второй слой сверхпроводника напыляется сверху первых двух слоев (в). Токосные (I_p) и потенциальные (V_p) контакты первичной пленки и потенциальные (V_s) контакты вторичной пленки [51].

транспортного тока I в первичной пленке наблюдалось резкое падение напряжения V_s во вторичной пленке (см. рис. 6). В первичной же пленке наоборот, напряжение V_p резко возрастало. Этот ток в первичной пленке был назван током неустойчивости и обозначался впоследствии I_I [45,46].

Определенный интерес вызывают экспериментальные исследования движения пирловских вихрей с помощью импульсной методики, выполненные Мейсснером [46]. На рис. 7 показана его экспериментальная установка. Постоянный ток плотностью J протекает через тонкую оловянную пленку спереди и возвращается через подобную пленку из серебра или латунной фольги сзади подложки из покровного стекла толщиной 0,15 мм. Вихри импульсно возникают на левом краю пленки в результате прохождения импульса тока длительностью 1,5 мкс через небольшую прямоугольную катушку Геймгольца (1,4 см длиной 0,5 см шириной и расстоянием 0,25 см между половинками катушки) с двумя витками сзади и двумя витками спереди образца.

Под влиянием тока через пленку поле потока движется через пленку и его прибытие «чувствуют» приемные катушки у правого края пленки. С помощью такой установки автору [46] удалось измерить скорость движения вихрей в зависимости от плотности тока J через пленку. На рис. 8 показан график зависи-

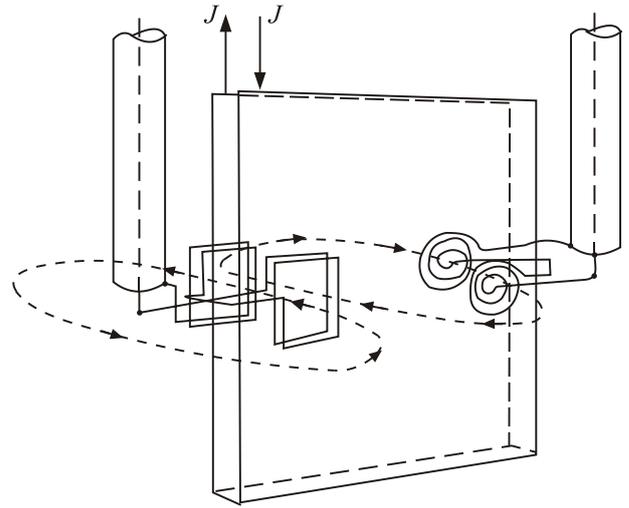


Рис. 7. Экспериментальная установка. С левой стороны находится возбуждающая катушка с пульсирующим током длительностью 1,5 мкс. Принимающая катушка справа воспринимает прибывание движущихся потоков магнитного поля [46].

мости скорости вихрей v_L от плотности транспортного тока в пленке. Скорость быстро возрастает: от нуля до некоторой конечной величины порядка $2,8 \cdot 10^5$ см/с. В точке максимума v_L движение вихрей становится неустойчивым и затем исчезает, а на ВАХ наблюдается резкое увеличение напряжения, при этом в пленке достигается плотность тока неустойчивости J_I [46].

После исследований движения пирловских вихрей с помощью dc трансформатора Гьевера и с применением импульсной методики авторы терялись в догадках, и основные объяснения сводились к трем: по какой-то

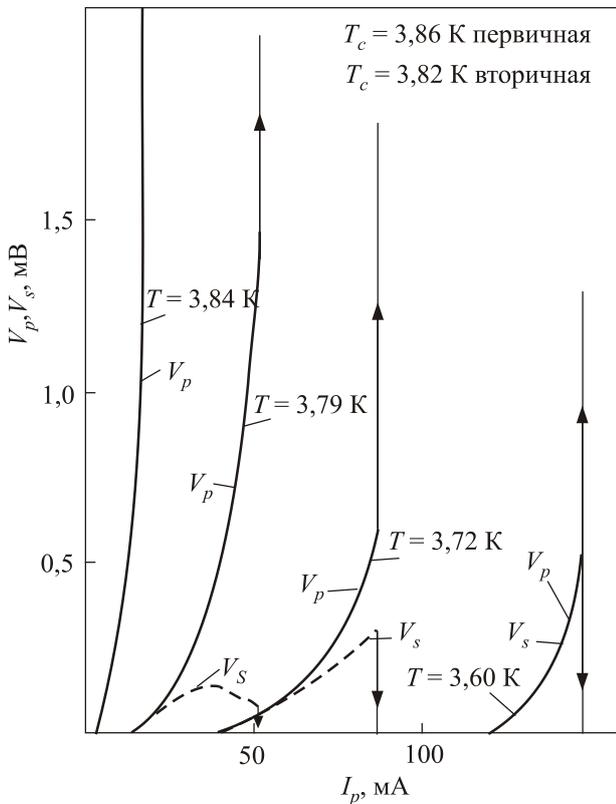


Рис. 6. Измеренное напряжение в первичной V_p и во вторичной V_s пленках как функция тока I_p в первичной пленке при различных T [51].

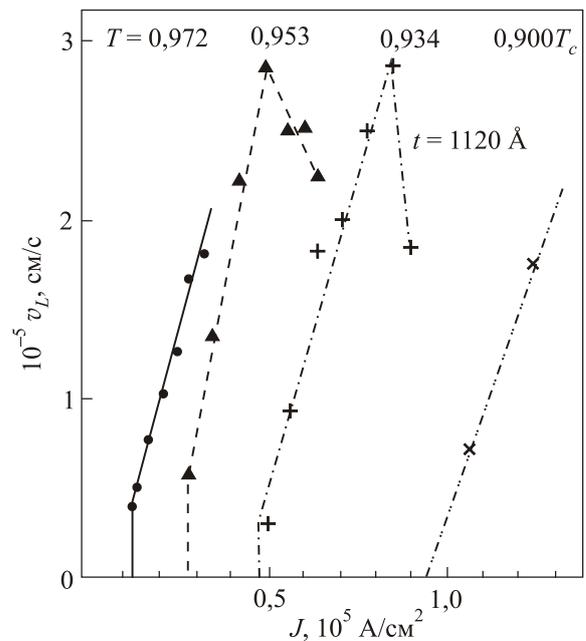


Рис. 8. Скорость движения вихрей v_L как функция плотности тока J [46].

причине (например, из-за большой скорости вихрей) магнитная связь пленок обрывалась, хотя до достижения тока I_I она была идеальной [49,50]; почему-то вихри останавливались [45,46,52]; по неизвестной причине при $I > I_I$ вихри переставали играть важную роль в процессе создания резистивности и эту роль начинали выполнять другие процессы [49], физический смысл которых в то время не был понят. В работе [52] ток неустойчивости I_I был назван критическим без пояснения смысла этого определения.

Мы считаем, что авторам теоретической работы [1] удалось понять физическую природу так называемого тока неустойчивости I_I . В этой работе рассматривалось резистивное вихревое состояние широких пленок в отсутствие внешнего магнитного поля. В таких пленках магнитное поле тока порождает на краях пленки цепочки пирловских вихрей, движение которых поперек пленки приводит к появлению сопротивления. С увеличением тока растет плотность вихрей, и распределение тока становится все более равномерным. При некотором значении тока $I_m(T)$ его плотность становится равной критической плотности распаривания не только у краев, где зарождаются вихри, а и посередине пленки. Таким образом, по ширине пленки устанавливается неравномерное распределение тока с тремя максимумами: два по краям и один посередине.

На рис. 9 показаны распределения плотности тока по ширине пленки, численно рассчитанные [24] из теории АЛ, для случая $w/\lambda_{\perp} = 20$ при различных значениях транспортного тока. Такая картина распределения тока качественно подтверждена в экспериментальной работе [53]. На рис. 10 показан полутонный отклик широкой пленки из этой работы. Более темная область соответствует более высокому напряжению отклика и, следовательно, большей плотности тока. Точки на краю пленки, где впервые появляется отклик при $j = j_c$, обозначены стрелками. Внизу представлена зависимость

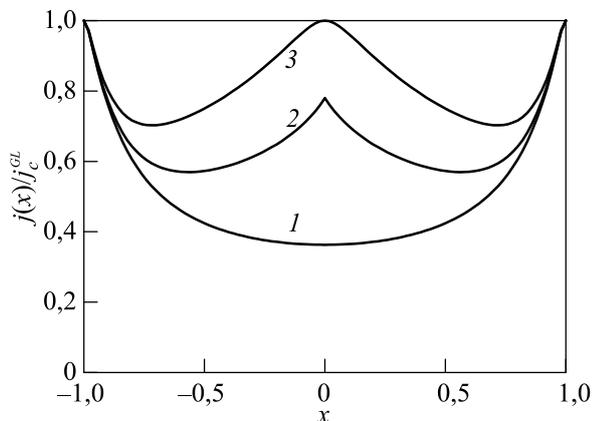


Рис. 9. Распределения плотности тока по ширине пленки, численно рассчитанные [24] из теории АЛ, для случая $w/\lambda_{\perp} = 20$ при различных значениях транспортного тока: $I = I_c$ (1), $I = 0,5(I_c + I_m)$ (2), $I = I_m$ (3).

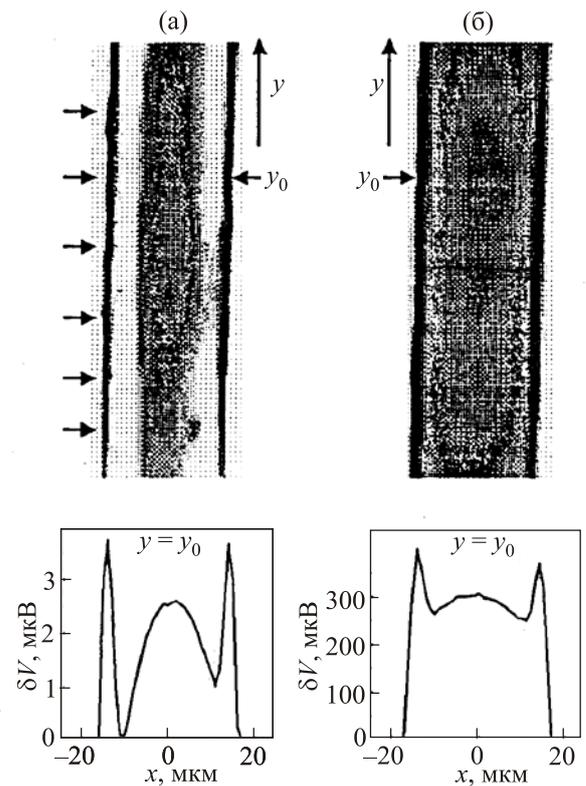


Рис. 10. Изображение вольтового отклика резистивного вихревого состояния широкой пленки при возрастании транспортного тока через образец [53].

напряжения отклика δV от поперечной координаты x вдоль линии сканирования, обозначенной как y_0 . С увеличением тока распределение отклика становится более однородным по сечению (см. рис. 10(б)).

Согласно теории АЛ, при транспортном токе $I_m(T)$ образец скачком должен перейти в нормальное состояние. В действительности, как уже отмечалось, при $I = I_m$ пленка переходит не в нормальное, а в резистивное состояние, обусловленное возникновением линий проскальзывания фазы [30]. В теории АЛ выражение для максимального тока существования вихревой резистивности $I_m(T)$ представлено формулой (13). Из этого выражения видно, что ток $I_m(T)$ близок к $I_c^{GL}(T)$ и отличается от него подгоночным параметром C_1 и температурно-зависимым логарифмическим множителем, который положителен только при $2w > \lambda_{\perp}(T)$. Это означает, что выражение (13) применимо только для широких пленок и параметр C_1 нужно выбирать с учетом этого обстоятельства. Рассчитанная по формуле (13) зависимость $I_m(T)$ при $C_1 = 1,56$ для образца SnW10 представлена на рис. 3 сплошной кривой 3, при этом наблюдается хорошее согласие с экспериментом.

Вблизи T_c , когда образец обладает свойствами узкого канала, экспериментально полученные значения тока $I_m(T)$ совпадают со значениями тока $I_c(T)$, и оба они являются током распаривания $I_c^{GL}(T)$. На рис. 3 видно, что при $T < T_{cros1}$ $I_c(T)$ отклоняется от значе-

ний $I_c^{GL}(T)$ в связи с вхождением вихрей, а ток $I_m(T)$ остается близким току распаривания $I_c^{GL}(T)$. На рис. 3 и 4 хорошо видно, что чем более широкой является пленка, тем лучше теория АЛ описывает поведение тока $I_m(T)$ в широком температурном интервале.

Здесь уместно упомянуть интересный и важный эксперимент по наблюдению ступенчатой структуры ВАХ широких пленок олова, покрытых через слой SiO толщиной 400–600 Å массивной пленкой свинца ($d = 1$ мкм), служащей сверхпроводящим экраном [54] (рис. 11). Экран препятствовал возникновению нормальной к плоскости пленки компоненты магнитного поля тока. В результате ток был равномерно распределен по ширине пленки. Начальный участок ВАХ, обусловленный традиционным вихревым механизмом резистивности, отсутствовал, и механизм образования ЛПФ был аналогичен механизму образования ЦПФ в узких каналах. При этом ток образования ЛПФ при наличии экрана был гораздо больше, чем в пленке без него. К сожалению, этот результат не получил дальнейшего развития. С нашей точки зрения, этот эксперимент также говорит о правильности теории АЛ и, в частности, выражения (13). Действительно, в отсутствие сверхпроводящего экрана логарифмический множитель в (13) подавляет ток по сравнению с $I_c^{GL}(T)$ в отсутствие экрана, причем тем сильнее, чем шире пленка, что и демонстрируют рис. 3 и 4, если сравнить отношение $I_c^{GL}(T)/I_m$ при одной и той же приведенной температуре для пленок различной ширины.

Кроме того, этот эксперимент показывает, что даже при наличии сверхпроводящего экрана, обеспечившего отсутствие вихрей в широкой пленке, могут возникать ЛПФ. И все же остается вопрос: присутствуют ли вихри в резистивном состоянии с ЛПФ в широкой пленке при $I > I_m$? Ответ на этот вопрос дал бы эксперимент, в котором исследовалось бы влияние магнитного поля

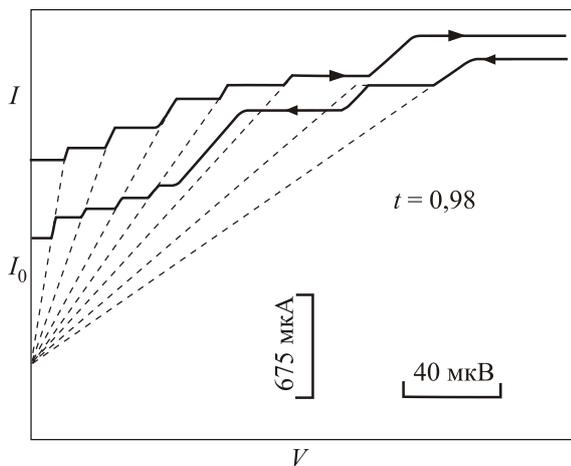


Рис. 11. Ступенчатая структура ВАХ пленки олова ($w \gg \lambda_{\perp}(T)$), экранированной сверхпроводящим экраном (свинец) [54].

на вид ВАХ при $I > I_m$. Оказывается, такие экспериментальные исследования были проведены еще в 1972 г. и представлены в работе [49]. На рис. 12 из этой работы показано влияние внешнего магнитного поля на ВАХ одного из образцов. Авторы интуитивно выбрали монокристаллическую кварцевую подложку для оловянной пленки, что обеспечило им хорошее тепловое согласование и отсутствие перегрева образца. Вследствие этого появилась возможность увидеть на ВАХ резистивную область, обусловленную возникновением ЛПФ.

На рис. 12 видно, что в зависимости от величины приложенного магнитного поля ВАХ могут быть разбиты на три группы: ВАХ со ступеньками напряжения, характерными для ЛПФ, в полях до 121 Э; переходные ВАХ в полях от 123 до 139 Э; гладкие нелинейные ВАХ, характерные для вихревой резистивности, в полях от 141 до 218 Э (при больших полях образец переходит в нормальное состояние). Первая группа ВАХ имеет четкую ступенчатую структуру, обусловленную ЛПФ, и не содержит каких-либо видимых следов влияния внешнего магнитного поля на эти области ВАХ вихревой структуры. Участки динамических сопротивлений ЛПФ строго линейны, и их наклон не зависит от величины магнитного поля. Третья группа ВАХ при малых токах не содержит ступенчатой структуры, характерной для ЛПФ, и ВАХ — нелинейны, что вызвано вхождением и движением пирловских вихрей. На ВАХ второй переходной группы видны вклады как от вихревой структуры, так и от зарождающейся системы ЛПФ.

Таким образом, из результатов работы [49] следует, что слабое магнитное поле не оказывает влияния на динамические сопротивления ЛПФ, что, по нашему мнению, говорит об отсутствии пирловских вихрей при наличии развитой системы ЛПФ. Сильное магнитное поле разрушает структуру ЛПФ и создает вихревую резистивность. Позже в работе [43] были получены аналогичные результаты.

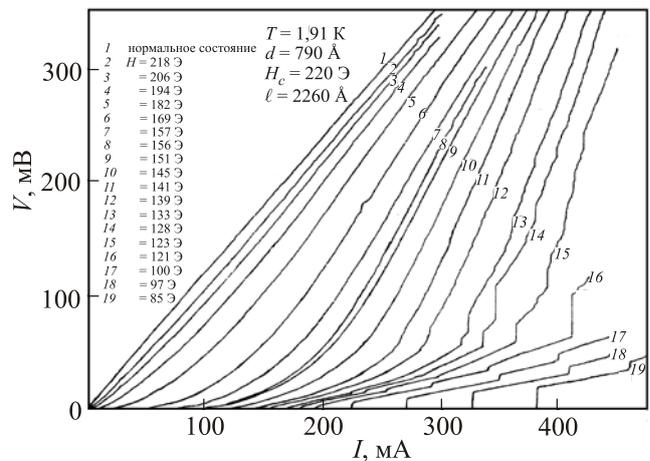


Рис. 12. Семейство ВАХ широкой ($w \approx 1$ мм) и длинной ($L \approx 10$ мм) оловянной пленки №51 при различных уровнях внешнего магнитного поля [49].

Таким образом, анализируя недавние экспериментальные результаты вместе с результатами прошлых лет, мы пришли к выводу о том, что введенный авторами [1] максимальный ток $I_m(T)$ и ток неустойчивости I_I в ранних работах [45,46,49,50] имеют один и тот же физический смысл. Напомним, что ток $I_m(T)$ — это ток срыва (скачка напряжения) на ВАХ, но не в нормальное состояние, как предполагали авторы [1], а в резистивное состояние, обусловленное возникновением ЛПФ. Превышение тока $I_m(T)$ приводит к образованию ЛПФ в широкой пленке, но уже при отсутствии вихревой структуры.

В связи с этим состояния или фазы S–N перехода широкой пленки с ростом транспортного тока выглядят следующим образом [30]: *сверхпроводящее состояние* при малом токе $I < I_c$; *резистивное вихревое состояние* при $I_c < I < I_m$; *критическое состояние*, обусловленное возникновением неустойчивости стационарной картины вязкого движения вихрей при $I = I_m$; *безвихревое резистивное состояние с линиями проскальзывания фазы* при $I_m < I < I_{cn}$; *нормальное состояние* при токе, большем верхнего критического тока $I > I_{cn} \gg I_m$.

2.5. Экспериментальное исследование вихревой резистивности широких пленок

В этом подразделе представлены результаты экспериментального исследования участка ВАХ, который обусловлен движением пирловских вихрей, и проведен анализ этих результатов на основе теории АЛ [1].

В работе [4] исследовали ВАХ широких сверхпроводящих пленок олова, приготовленных по оригинальной методике, которая представлена в работах [3,29].

Построенная из численного решения уравнения (10) ВАХ, а также асимптотики (11) и (12) в рамках теории вихревого резистивного состояния АЛ не дают резкого кроссовера ВАХ от линейной зависимости к нелинейной (параболической) [24]. Однако, в отличие от теории АЛ, экспериментальные вихревые области ВАХ широких пленок обнаруживают как линейный, так и нелинейный участки. Особенно наглядно это проявляется в не очень широких пленках ($w/2\lambda_{\perp} \sim 5$).

На рис. 13 показаны экспериментальные ВАХ образца SnW6 (кривая 1) и образца SnW5 (кривая 2). Линейная часть экспериментальной вихревой ВАХ образца SnW6 довольно хорошо совпадает с теоретической прямой, построенной по асимптотической формуле (14): $V = 1,03(I - 1,3)$ мкВ. Здесь $I_c(T = 3,672 \text{ К}) = 1,3$ мА.

Отметим, что линейная асимптотическая формула теории АЛ, $V = 0,85 \cdot 10^{-2} (1 - T/T_c)^{-1} I_c (I - I_c)$ мкВ (ток в мА), хорошо описывает вихревой линейный участок ВАХ образца SnW6 до температуры $T = 3,680$ К включительно. Для температур в непосредственной близости от T_c асимптотическая формула теории вих-

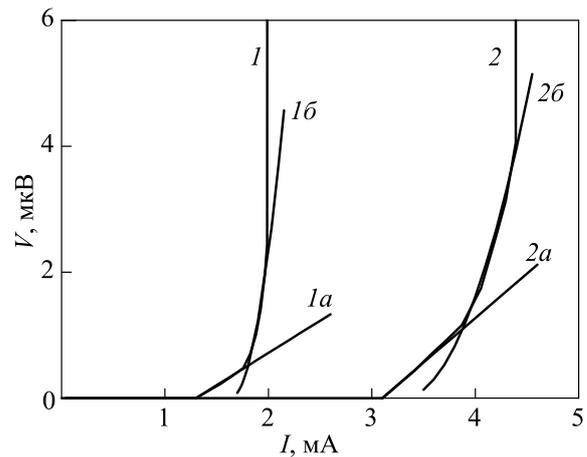


Рис. 13. Экспериментальные ВАХ образца SnW6 при $T = 3,672$ К (1) и образца SnW5 при $T = 3,726$ К (2). Линейная часть вихревой ВАХ, построенная по асимптотической формуле (14) для образца SnW6: $V = 1,03(I - 1,3)$ мкВ (I в мА) — прямая 1a. Нелинейная часть ВАХ образца SnW6, построенная по асимптотической формуле (20) $V = 1,69 \cdot 10^1 (I - 0,81I_m)^2$ мкВ — кривая 1б. Здесь $I_m(T = 3,672 \text{ К}) = 2$ мА. Линейная часть вихревой ВАХ, построенная по асимптотической формуле (14) для образца SnW5: $V = 1,41(I - 3,1)$ мкВ — прямая 2a. Нелинейный участок ВАХ образца SnW5, построенный по асимптотической формуле (21) $V = 0,42 \cdot 10^1 (I - 0,76I_m)^2$ — кривая 2б. Здесь $I_m(T = 3,726 \text{ К}) = 4,4$ мА.

ревого резистивного состояния АЛ количественно не описывает поведение реальной ВАХ [4].

Нелинейная часть экспериментальной ВАХ образца SnW6 прекрасно согласуется с теоретической ВАХ, построенной по формуле (15) теории АЛ, если сдвинуть в ней начало параболы и положить:

$$V = 1,82 \cdot 10^{-1} \frac{(I - 0,81I_m)^2}{1 - T/T_c}. \quad (20)$$

Важно подчеркнуть, что асимптотическая формула (20) хорошо описывает нелинейный вихревой участок для всех экспериментальных ВАХ образца SnW6 [4], полученных при разных температурах.

Линейная часть экспериментальной вихревой ВАХ 2 на рис. 13 образца SnW5 довольно хорошо совпадает с теоретической прямой 2a, построенной по асимптотической формуле (14): $V = 1,41(I - 3,1)$ мкВ. Здесь $I_c(T = 3,726 \text{ К}) = 3,1$ мА. Отметим, что линейная асимптотическая формула теории АЛ — $V = 0,757 \cdot 10^{-2} (1 - T/T_c)^{-1} I_c (I - I_c)$ мкВ (ток в мА) хорошо описывает вихревой линейный участок ВАХ образца SnW5 во всем измеряемом авторами работы [4] температурном диапазоне.

Экспериментальная ВАХ 2 на рис. 13 для достаточно широкого образца SnW5 хорошо описывается линейной асимптотикой по формуле (14): $V = 1,41(I - 3,1)$ мкВ

($I_c(T = 3,726 \text{ K}) = 3,1 \text{ mA}$) и параболической асимптотической, аналогичной формуле (20):

$$V = (C_1/C_2)[8R_n \xi^2(0)/c\Phi_0 w] \frac{(I - 0,76I_m)^2}{1 - T/T_c}. \quad (21)$$

Важно отметить, что «интерполяционная» формула численного счета [24] тоже достаточно хорошо описывает вихревой участок ВАХ. Таким образом, можно утверждать, что для широких пленок начальный участок вихревой ВАХ можно описать линейной асимптотической формулой (14) теории вихревого резистивного состояния АЛ, а нелинейный участок — параболической асимптотической формулой, если сдвинуть в ней начало параболы [4]:

$$V \approx (C_1/C_2)[8R_n \xi^2(0)/c\Phi_0 w] \frac{(I - 0,8I_m)^2}{1 - T/T_c}. \quad (22)$$

На рис. 14 представлены экспериментальные температурные зависимости максимального напряжения $V_m(T)$ при токе $I_m(T)$, обусловленного движением вихрей в образцах SnW5 и SnW6. Заметим, что критические токи $I_c(T)$ и максимальные токи существования вихревой резистивности $I_m(T)$ этих образцов были подробно исследованы в работе [3]. На рис. 14 видно, что с уменьшением температуры $V_m(T)$ увеличивается. Поведение $V_m(T)$ образца SnW5 довольно хорошо описывается асимптотической формулой для большой надкритичности теории АЛ (см. (21)):

$$V_m = 0,704 \cdot 10^{-1} \frac{(I_m - 0,76I_m)^2}{1 - T/3,789}, \text{ мкВ}. \quad (23)$$

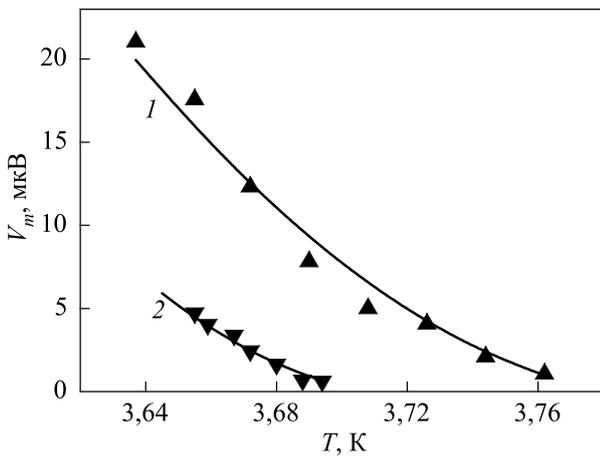


Рис. 14. Температурные зависимости максимального напряжения V_m , возникающего на концах широкой пленки при токе I_m и обусловленного движением вихрей в образцах SnW5 (\blacktriangle , 1) и SnW6 (\blacktriangledown , 2). Теоретические зависимости V_m , мкВ: $0,406 \cdot 10^{-2} (1 - T/3,789)^{-1} I_m^2$ (здесь $I_m(T) = 0,387 \cdot 10^4 (1 - T/3,789)^{3/2} (\ln(42 \cdot 2(1 - T/3,789)/0,02532))^{-1/2}$, мА) (1); $0,657 \cdot 10^{-2} (1 - T/3,712)^{-1} I_m^2$ (здесь $I_m(T) = 0,314 \cdot 10^4 \times (1 - T/3,712)^{3/2} (\ln(17 \cdot 2(1 - T/3,712)/0,01591))^{-1/2}$, мА) (2).

Для образца SnW6 экспериментальная зависимость $V_m(T)$ также неплохо совпадает с кривой 2, построенной на основании теории вихревого резистивного состояния АЛ (см. формулу (20)):

$$V_m = 1,82 \cdot 10^{-1} \frac{(I_m - 0,8I_m)^2}{1 - T/3,712}, \text{ мкВ}. \quad (24)$$

Определенный интерес вызывает температурная зависимость абсолютного максимального сопротивления $R_m = V_m/I_m$, обусловленного вихревым механизмом резистивности в широкой пленке. На рис. 15 показаны экспериментальные температурные зависимости $R_m(T)$ образцов SnW5 и SnW6. $R_m(T)$ образцов SnW5 и SnW6 хорошо совпадают с теоретическими кривыми, построенными на основании асимптотических формул (23) и (24) для большой степени надкритичности [4].

Как было показано в подразделе 2.2 (см. (17)), согласно теории АЛ [1], выражение для дифференциального сопротивления линейной асимптотики вихревого участка ВАХ широкой пленки при малой надкритичности ($I - I_c \ll I_c$) будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} R_{dL} &= \frac{V_{mL}}{(I_m - I_c)} = C_2^{-1} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} (1 - T/T_c)^{-1} I_c = \\ &= C_2^{-1} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} (\lambda_{\perp}(T)/\lambda_{\perp}(0)) I_c. \end{aligned} \quad (25)$$

С учетом (7) дифференциальное сопротивление линейной асимптотики для довольно широких пленок можно представить следующим образом:

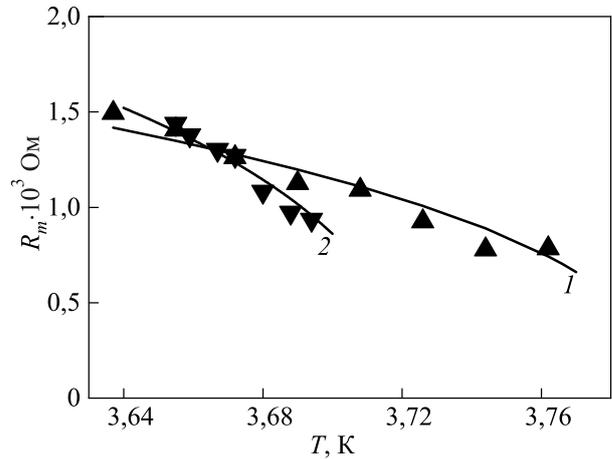


Рис. 15. Температурные зависимости сопротивления пленки $R_m = V_m/I_m$, обусловленного движением вихрей, при максимальном токе существования вихревого состояния I_m для образцов SnW5 (\blacktriangle , 1) и SnW6 (\blacktriangledown , 2). Теоретические зависимости R_m , Ом: $0,406 \cdot 10^{-2} (1 - T/3,789)^{-1} I_m \cdot 10^{-3}$ (здесь $I_m(T) = 0,387 \cdot 10^4 (1 - T/3,789)^{3/2} (\ln(42 \cdot 2(1 - T/3,789)/0,02532))^{-1/2}$, мА) (1); $0,657 \cdot 10^{-2}$ (здесь $I_m(T) = 0,314 \cdot 10^4 (1 - T/3,712)^{3/2} \times (\ln(17 \cdot 2(1 - T/3,712)/0,01591))^{-1/2}$, мА) (2).

$$R_{dL} = C_2^{-1} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} (1-T/T_c)^{-1} I_c^{AL} =$$

$$= C_2^{-1} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} 1,5 I_c^{GL}(0) (\pi \lambda_{\perp}(0)/w)^{1/2}. \quad (26)$$

Из (26) видно, что дифференциальное сопротивление $R_{dL}(T)$ линейного вихревого участка ВАХ для достаточно широких пленок ($w > 10 \lambda_{\perp}(T)$), критический ток которых $I_c^{AL}(T)$ соответствует теории АЛ, не должно зависеть ни от температуры, ни от глубины проникновения магнитного поля $\lambda_{\perp}(T)$. В непосредственной близости от T_c критический ток широкой пленки имеет следующий вид [3]:

$$I_c = I_c(0)(1-T/T_c)^{3/2} = I_c(0)(\lambda_{\perp}(0)/\lambda_{\perp}(T))^{3/2}. \quad (27)$$

Дифференциальное сопротивление линейной асимптотики в этом случае будет выглядеть следующим образом:

$$R_{dL} = C_2^{-1} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} (1-T/T_c)^{1/2} I_c(0) =$$

$$= C_2^{-1} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} I_c(0) (\lambda_{\perp}(0)/\lambda_{\perp}(T))^{1/2}. \quad (28)$$

Согласно формуле (28), при приближении к T_c дифференциальное сопротивление R_{dL} линейного вихревого участка ВАХ должно уменьшаться.

На рис. 16 приведены зависимости дифференциального сопротивления $R_{dL}(w/2\lambda_{\perp}(T))$, где $2\lambda_{\perp}(T)$ — эффективный размер вихря. На рисунке видно, что при достаточно больших ширинах пленки, когда $I_c(T) = I_c^{AL}(T)$ и $w/2\lambda_{\perp}(T) > 5$, экспериментальные значения дифференциального сопротивления линейного участка ВАХ не зависят от $\lambda_{\perp}(T)$ и T [4]. При этом, прямые 1, 3 и 5, рассчитанные по формуле (26) из теории вихревого резистивного состояния АЛ, достаточно хорошо совпадают с экспериментальными значениями $R_{dL}(w/2\lambda_{\perp}(T))$ [4].

При повышении температуры $T \rightarrow T_c$ (при этом $w/2\lambda_{\perp}(T)$ уменьшается) наблюдается уменьшение $R_{dL}(w/2\lambda_{\perp}(T))$, что согласуется качественно и количественно с теоретическими кривыми (см. рис. 16, кривые 2, 4, 6), рассчитанными по формуле (28). Интересно отметить, что хотя теория АЛ не предполагает наличие зависимости для критического тока широкой пленки, представленной формулой (27), тем не менее ее использование в теории АЛ дает хорошее совпадение с экспериментом [4].

В непосредственной близости от T_c с повышением температуры ($w/2\lambda_{\perp}(T)$ при этом уменьшается) наблюдается достаточно резкое увеличение экспериментальных значений дифференциального сопротивления [4]. Интересно отметить, что резкое увеличение $R_{dL}(w/2\lambda_{\perp}(T))$ происходит при $w/2\lambda_{\perp}(T) < 4$ (см.

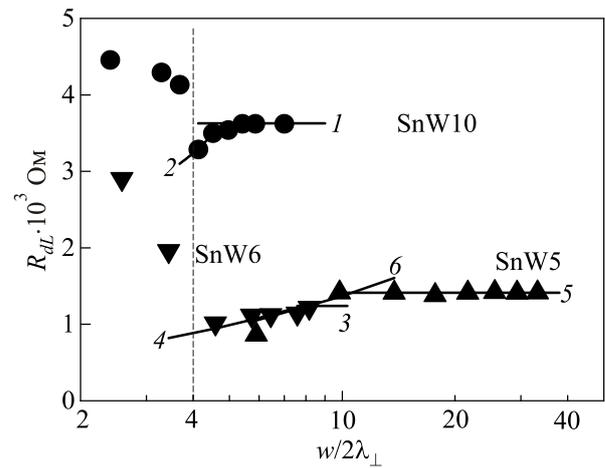


Рис. 16. Экспериментальные зависимости дифференциального сопротивления $R_{dL}(w/2\lambda_{\perp}(T))$ линейного вихревого участка ВАХ для образцов SnW10 (●), SnW6 (▼) и SnW5 (▲). Теоретические зависимости $R_{dL}(T)$, Ом:

$$0,597 \cdot 10^{-1} I_c^{GL}(0) (\pi \lambda_{\perp}(0)/w)^{1/2} \cdot 10^{-3} = 3,62 \cdot 10^{-3} \text{ (прямая 1);}$$

$$0,235 \cdot 10^2 (\lambda_{\perp}(0)/\lambda_{\perp}(T))^{1/2} \cdot 10^{-3} \text{ (кривая 2);}$$

$$1,275 \cdot 10^{-2} I_c^{GL}(0) (\pi \lambda_{\perp}(0)/w)^{1/2} \cdot 10^{-3} = 1,24 \cdot 10^{-3} \text{ (прямая 3);}$$

$$0,102 \cdot 10^2 (\lambda_{\perp}(0)/\lambda_{\perp}(T))^{1/2} \cdot 10^{-3} \text{ (кривая 4);}$$

$$1,135 \cdot 10^{-2} I_c^{GL}(0) (\pi \lambda_{\perp}(0)/w)^{1/2} \cdot 10^{-3} = 1,41 \cdot 10^{-3} \text{ (прямая 5);}$$

$$1,249 \cdot 10^1 (\lambda_{\perp}(0)/\lambda_{\perp}(T))^{1/2} \cdot 10^{-3} \text{ (кривая 6).}$$

рис. 16), а вихревое состояние в пленке возникает лишь при $w/2\lambda_{\perp}(T) > 2$ [3,32].

Исследуемые пленки находились под влиянием лишь собственного магнитного поля тока, которое приводит к образованию цепочки вихрей у краев пленки. Под действием транспортного тока вихри движутся к центру пленки, где аннигилируют с вихрями противоположного направления, образуясь у другого края пленки.

При малой степени надкритичности силы отталкивания вихрей одного направления не позволяют зародиться у края следующей цепочки, пока не исчезнет в середине предыдущая [1]. Таким образом, вихрь (или антивихрь) в цепочке проходит путь до аннигиляции, равный $r = w/2$, и резистивность всей пленки при малой надкритичности обусловлена только одной цепочкой вихрей и одной цепочкой антивихрей. Условие $w/2\lambda_{\perp}(T) < 4$ означает, что вихрь (или антивихрь) до аннигиляции проходит путь меньше, чем два эффективных размера вихря, причем с увеличением температуры (размер вихря $2\lambda_{\perp}(T)$ при этом также увеличивается) этот путь будет сокращаться. В этом случае движущийся вихрь в цепочке занимает место больше половины пройденного им пути. Это приводит, по мнению авторов [4], к увеличению дифференциального сопротивления пленки.

2.6. Фазовая диаграмма тонких сверхпроводящих пленок с транспортным током в отсутствие внешнего магнитного поля

Из теории Гинзбурга–Ландау [9] следует, что если через узкую сверхпроводящую пленку (сверхпроводящий канал) протекает постоянный ток, превышающий ток распаривания $I_c^{GL}(T)$ (см. выражение (1)), однородное сверхпроводящее состояние разрушается, и канал скачком переходит в нормальное состояние (см. рис. 17).

Позже было установлено, что реальный сценарий фазового перехода «сверхпроводник–нормальный металл» узкого канала является более сложным. Реальная картина такова: когда транспортный ток превысит $I_c^{GL}(T)$, в сверхпроводящем канале возникнет неоднородное резистивное состояние, обусловленное чередующимися сверхпроводящими и квазинормальными областями [6]. Последние являются специфическими динамическими образованиями, названными центрами проскальзывания фазы. Число ЦПФ увеличивается с ростом транспортного тока, и при $I = I_{cn} \gg I_c^{GL}$ сверхпроводящий канал перейдет в нормальное состояние. Обратим внимание, что резистивное состояние узкого канала отсутствует в классической теории Гинзбурга–Ландау.

Главной чертой ВАХ сверхпроводящих каналов конечной длины являются регулярные ступеньки напряжения (рис. 18), которые впервые наблюдались в однородных оловянных вискерах [55,56] и в узких оловянных пленках [5]. Отметим следующие важные особенности ступенчатых ВАХ: кратность дифференциальных сопротивлений линейных наклонных участков ВАХ, пересечение продолжений линейных наклонных участков ВАХ (пунктирные линии) в одной точке на оси токов и отсутствие гистерезисов, что указывает на нетепловой характер ступенчатой структуры ВАХ.

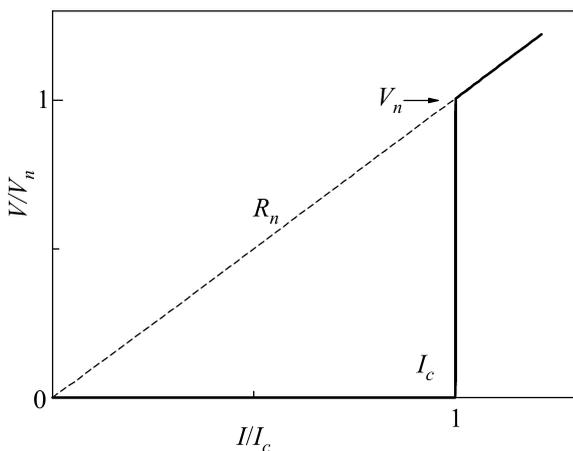


Рис. 17. Вольт-амперная характеристика узкого сверхпроводящего канала согласно теории Гинзбурга–Ландау [9]. R_n — сопротивление канала в нормальном состоянии, V_n — скачок напряжения в точке фазового перехода.

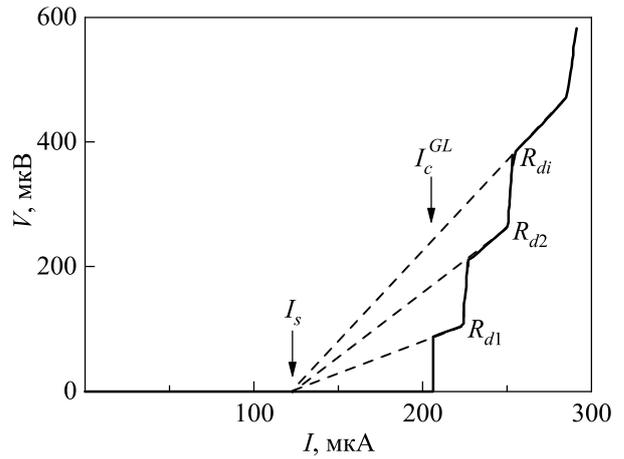


Рис. 18. Типичная экспериментальная вольт-амперная характеристика пленочного сверхпроводящего канала (образец Sn4) при температуре $T/T_c = 0,98$ [35].

К настоящему времени резистивное состояние узких сверхпроводящих каналов достаточно хорошо изучено экспериментально, и существует общепризнанная микроскопическая теория этого состояния. На наш взгляд, этого нельзя сказать о резистивном состоянии широкой пленки, несмотря на тот факт, что изучение токовых состояний в широких пленках начаты гораздо раньше, чем исследования сверхпроводящих каналов.

Как нам представляется, есть схожесть в истории исследований резистивных токовых состояний широкой пленки и узкого канала. В 1963 г. Тинкхам [57] впервые привлек концепцию вихрей для расчетов критических полей тонких пленок. В работе [58] было показано, что движение вихрей, обусловленных магнитным полем Земли или полем транспортного тока, играет определяющую роль в формировании начальных участков ВАХ тонких пленок. В дальнейшем резистивное токовое состояние широких пленок связывалось только с движением вихрей. Это выглядело вполне естественно, потому что в научных работах того времени ВАХ широких пленок имели вид аналогичный, приведенному на рис. 19, с резким переходом от резистивного вихревого состояния в нормальное состояние. Мы считаем, что происхождение таких срывных ВАХ связано с несовершенством условий эксперимента и образцов.

В 1972 г. при исследовании ВАХ широких оловянных пленок, напыленных на кварцевые подложки, обеспечивавшие оптимальное тепловое согласование, авторы работы [49] наблюдали не только типичную вихревую область ВАХ при малых транспортных токах, но и ступенчатую по напряжению структуру при больших токах, которая не получила тогда физического объяснения. Опираясь на рекомендации по изготовлению пленок, приведенные в работе [27], авторы работы [44] получили ВАХ, аналогичную представленной на рис. 20. Затем, используя известную на то

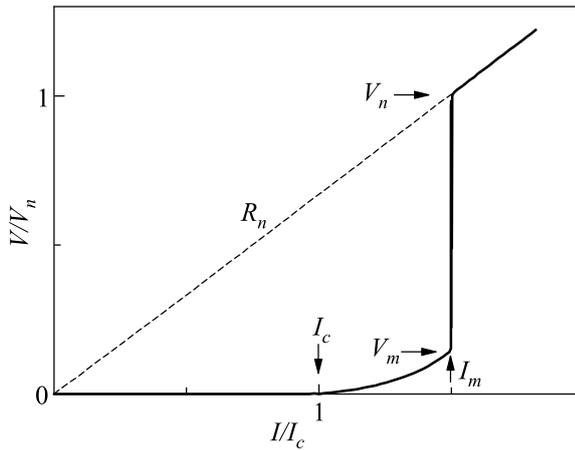


Рис. 19. Срывная вольт-амперная характеристика широкой сверхпроводящей пленки.

время информацию о процессах проскальзывания фазы в узких каналах, они связали ступени напряжения на ВАХ с возникновением линий проскальзывания фазы [43]. К настоящему времени, казалось бы, общепризнано, что ВАХ широкой пленки состоит из вихревой области и участка, связанного с возникновением ЛПФ, см., например, [30,43,44,49,59,60]. Тем не менее ВАХ срывного типа по-прежнему часто приводятся в литературе (см., например, [61–65]).

Отметим, что при экспериментальных исследованиях резистивного токового состояния очень важную роль играет тепловое согласование пленки с подложкой [27]. Если выбор пары пленка–подложка не оптимален или не обеспечена хорошая адгезия пленки к подложке, то в резистивном токовом состоянии возникает джоулев перегрев пленки, приводящий к срывным ВАХ (см. рис. 17 и рис. 19).

Нам известны две теоретические работы [1,66], в которых представлены адекватные модели вихревого резистивного состояния. Главное достоинство этих

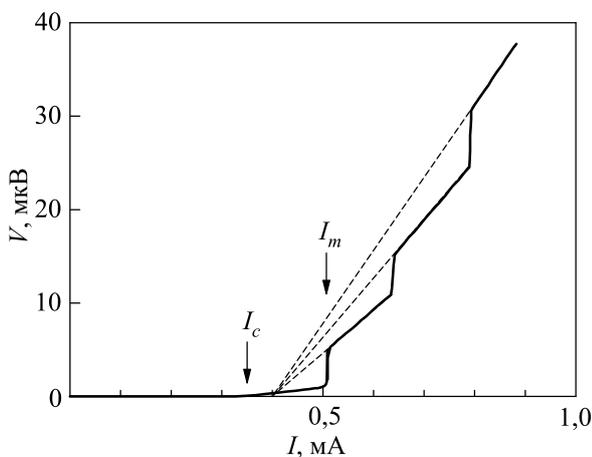


Рис. 20. Экспериментальная вольт-амперная характеристика широкой пленки SnW13 при $T/T_c = 0,99$ [35].

работ заключается в том, что они дают достаточно хорошее описание вихревого участка ВАХ.

Картина вихревого резистивного состояния, предложенная Асламазовым и Лемпицким [1], достаточно полно изложена нами в предыдущих разделах.

Экспериментальное изучение широких пленок [3,30] подтвердило большую часть положений теории АЛ [1], в том числе и корректность формул (7) и (13). Однако эти же исследования привели к существенным уточнениям некоторых положений теории АЛ. Оказалось [3,30], что вихревая резистивность возникает только при достаточно большой ширине пленки $w > 4\lambda_{\perp}(T)$, а при токе, большем максимального тока существования вихревой резистивности, широкая пленка переходит не в нормальное, а в безвихревое состояние с ЛПФ (см. рис. 20) [30]. Именно такая картина резистивного состояния широкой пленки впоследствии признана в работе [67] С.В. Лемпицким, одним из соавторов теории вихревого резистивного состояния АЛ [1]. Причем, в работе [67] он предсказал, что если расстояния между ЛПФ будут больше глубины проникновения продольного электрического поля в сверхпроводник, то ВАХ широких пленок будут определяться известными уравнениями для безвихревых сверхпроводящих каналов [6].

Другой подход к анализу вихревого механизма резистивности был использован Водолазовым и Питерсом (ВП) [66]. Они провели численное решение обобщенных зависящих от времени уравнений Гинзбурга–Ландау (TDGL) [42,68,69] для движения вихрей в сверхпроводящей пластине, формально рассматривая бесконечно толстую сверхпроводящую пластину, которая сводит задачу к двумерной. В этом смысле задача отражает некоторые аспекты вихревого состояния в тонкой пленке, хотя структура вихрей в этих случаях совершенно разная: экспоненциальное затухание магнитного поля вокруг абрикосовских вихрей в массивной пластине и медленное степенное затухание вокруг пирловских вихрей в тонкой пленке.

Результаты работы [66] в целом подтверждают макроскопический анализ вихревого состояния АЛ [1]. В случае нулевого внешнего магнитного поля плотность тока сильно неоднородна по ширине образца. Когда ток превышает критическое значение I_c (ток подавления поверхностного барьера для вхождения вихря), разрушается мейсснеровское состояние пленки, цепочки вихрей и антивихрей входят в образец и под действием транспортного тока движутся к центру пленки, где аннигилируют. Этот процесс приводит к появлению дополнительного максимума в плотности тока в центре образца в соответствии с аналитическими расчетами [1]. При умеренных значениях транспортного тока вихревая структура образца близка к треугольной решетке. Однако когда плотность тока в центре поперечного сечения образца достигает значения близкого

к плотности тока распаривания (это происходит при $I = I_m$), начинается «квази-ЛПФ» поведение образца, т.е. треугольная решетка вихрей превращается в структуру, состоящую из рядов вихрей на всей длине пленки одновременно. Авторы работы [66] считают, что в этот момент аннигиляция пар вихрь–антивихрь ускоряется, и это обеспечивает благоприятные условия для аномально быстрого движения вихрей по всему образцу. Согласно этой модели, ЛПФ представляют собой ряды быстро движущихся вихрей, которые возникают одновременно по всей длине образца. Именно в этом слабое место этой модели, так как при $I > I_m$ она не предполагает последовательного появления один за другим ЛПФ с увеличением транспортного тока, как это происходит в эксперименте (см. рис. 20). На этом рисунке видно последовательное появление ЛПФ с плавным ростом транспортного тока. Поэтому, для того чтобы подтвердить свои выводы, авторы работы [66] ссылаются только на эксперименты [39–42,51], в которых наблюдались ВАХ срывного типа. По нашему мнению, эти эксперименты имеют общий недостаток: подложки не обеспечивают хороший отвод тепла от пленок. Мы считаем, что по этой причине ЛПФ возникают в таких пленках лавинообразно, что сопровождается срывной ВАХ. Наша точка зрения подтверждается результатами исследования резистивного состояния широких пленок лазерным сканирующим микроскопом [70]. Из-за специфики данного метода исследования происходит перегрев пленки лазерным облучением, что приводит к срывному поведению ВАХ (см. рис. 21). Однако благодаря визуализации резистивного токового состояния с помощью лазерного микроскопа удалось увидеть, что при $I > I_m$ число ЛПФ возрастает дискретно с увеличением транспортного тока, начиная с одного при $I = I_m$, что отмечает концепцию авторов работы [66] об одновременном возникновении «квази-ЛПФ» в пленке.

Как следует из теории АЛ [1] (см. формулы (7) и (13)), приведенные критические токи $I_c^{AL}/I_c^{GL}(T)$ и $I_m/I_c^{GL}(T)$ для широких пленок с $w/2\lambda_{\perp} \gg 1$ должны быть универсальными функциями основного параметра теории — $w/2\lambda_{\perp}(T)$. Другими словами, зависимости приведенных критических токов от этого параметра не должны зависеть ни от геометрии пленок, ни от свойств материала. Экспериментальные результаты, полученные в [3,30] для пленок хорошего качества и с хорошим теплоотводом, полностью подтверждают такую универсальность. Примеры экспериментальных зависимостей приведенных критических токов показаны на рис. 22 [35].

Чтобы избежать перегрузки рисунка, авторы работы [35] приводят результаты, полученные на одной паре существенно различающихся по ширине пленок, другие пленки, по утверждению авторов, демонстрируют совершенно аналогичное поведение. Треугольники и перевернутые треугольники (\blacktriangle и \blacktriangledown) соответствуют

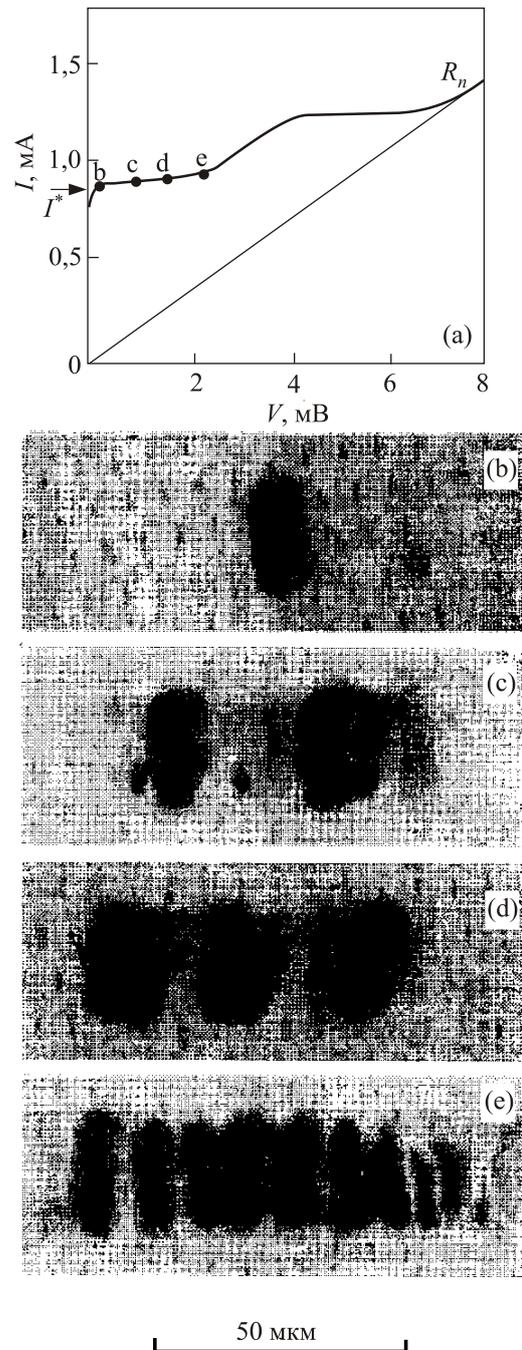


Рис. 21. Вольт-амперная характеристика оловянной пленки, записанная при $T = 3,8$ К (а), и изображения вольтового отклика, полученные при различных транспортных токах, мкА: 800 (б), 850 (с), 920 (д), 960 (е) (на ВАХ показаны точками). Темные участки — локализация ЛПФ по длине пленки [70].

верхней границе чисто сверхпроводящего состояния. В режиме узкой пленки (сверхпроводящих каналов), когда $w/2\lambda_{\perp}(T) < 2$, образец является полностью сверхпроводящим до тех пор, пока транспортный ток не достигнет тока распаривания Гинзбурга–Ландау. При $I > I_c^{GL}$ пленка переходит в резистивное состояние с одномерными ЦПФ. Соответственно, эта часть зависимости I_c/I_c^{GL} может быть аппроксимирована

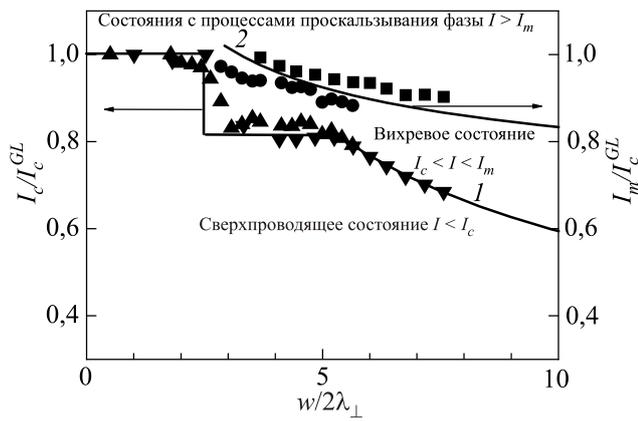


Рис. 22. Диаграмма токовых состояний сверхпроводящих пленок в зависимости от приведенной ширины пленки и приведенной величины транспортного тока. Различные состояния разделены зависимостями приведенного критического тока I_c/I_c^{GL} для образцов SnW9 (▼) и SnW10 (▲) и приведенного тока вихревой неустойчивости I_m/I_c^{GL} для образцов SnW9 (■) и SnW10 (●) от величины $w/2\lambda_{\perp}(T)$. Гладкая часть кривой 1 представляет теоретическую зависимость приведенного критического тока Асламазова–Лемпицкого [1], рассчитанную по формулам (7) и (1); кривая 2 — теоретическая зависимость приведенного максимального тока существования вихревой резистивности Асламазова–Лемпицкого [1], рассчитанная по формулам (13) и (1) и $C_1 = 1,6$ [35].

горизонтальной прямой. Когда отношение $w/2\lambda_{\perp}(T)$ превышает 2, наблюдается необычное явление: значение критического тока резко падает до $0,8I_c^{GL}$ (вертикальная аппроксимирующая линия), а затем это значение держится пока $w/2\lambda_{\perp}(T)$ достигает 5 (вторая горизонтальная линия). Таким образом, в области $2 < w/2\lambda_{\perp}(T) < 5$, как только транспортный ток превышает $0,8I_c^{GL}$, пленка переходит в вихревое резистивное состояние в соответствии с общими выводами теории. Однако такое поведение I_c отсутствует в теории АЛ. Для очень широких пленок с поперечными размерами $w/2\lambda_{\perp}(T) > 5$ экспериментальные данные отлично согласуются с теорией АЛ (кривая 1 на рис. 22). Экспериментальные значения верхней границы устойчивости вихревого состояния $I_m/I_c^{GL}(T)$ представлены на рис. 22 для двух разных пленок кружками и квадратами. Как видно на рисунке, эти данные хорошо коррелируют с формулой (12) теории АЛ с подгоночным параметром $C_1 = 1,6$ (кривая 2) [35].

Совокупность линий на рис. 22 можно рассматривать как критические линии на фазовой диаграмме для тонких сверхпроводящих пленок. Эти линии делят фазовую плоскость «приведенные токи I/I_c^{GL} –приведенная ширина пленки $w/2\lambda_{\perp}(T)$ » на три области. Нижняя область, $I < I_c$, соответствует полностью сверхпроводящему состоянию: однородное токовое состояние в узких пленках ($w < 4\lambda_{\perp}(T)$) или мейсснеровское состояние в широких пленках ($w > 4\lambda_{\perp}(T)$). В последнем

случае для пленок с шириной $4\lambda_{\perp} < w < 10\lambda_{\perp}$ существует промежуточная вихревая резистивная область при $I_c < I < I_m$, где $I_c = 0,8I_c^{GL}$ и $I_c = I_c^{AL}$ для $w > 10\lambda_{\perp}$. При $I > I_m$ широкая пленка ($w > 4\lambda_{\perp}$) переходит в резистивное состояние с ЛПФ, а узкая пленка ($w < 4\lambda_{\perp}$) показывает прямой переход при $I > I_c^{GL}$ в резистивное состояние с ЦПФ [35].

Из фазовой диаграммы для токовых состояний сверхпроводящих пленок на основе экспериментальных исследований резистивных переходов, обусловленных транспортным током, видно, что узкая пленка с шириной $w < 4\lambda_{\perp}$ никогда не переходит в вихревое состояние, однако при $I = I_c^{GL}$ наблюдается прямой переход из чисто сверхпроводящего состояния в резистивное состояние с ЦПФ. Мейсснеровское токовое состояние пленок промежуточных ширин $4\lambda_{\perp} < w < 10\lambda_{\perp}$ преобразуется при $I > 0,8I_c^{GL}$ в вихревое резистивное состояние, которое существует в токовом интервале $0,8I_c^{GL} < I < I_m$, где значение верхнего критического тока I_m хорошо согласуется с теорией АЛ. Вихревое состояние широких пленок $w > 10\lambda_{\perp}$ осуществляется в области токов $I_c^{AL} < I < I_m$, где значение I_c^{AL} — ток перехода в вихревое состояние, рассчитанный в работе [1] для предельного случая $w \gg \lambda_{\perp}$. При $I > I_m$ пленки с шириной $w > 4\lambda_{\perp}$ переходят в безвихревое резистивное состояние с линиями проскальзывания фазы. Резистивное токовое состояние пленок с шириной $w > 4\lambda_{\perp}$ в отсутствие внешнего магнитного поля осуществляется благодаря двум механизмам: вихревому и проскальзывания фазы параметра порядка, причем включающихся последовательно: сначала первый, а затем второй.

3. Резистивные состояния широких пленок, обусловленные линиями проскальзывания фазы

3.1. Центры и линии проскальзывания фазы

Исследование резистивного состояния узких сверхпроводящих каналов показало, что превышение значения тока I_c^{GL} не приводит к переходу канала в нормальное состояние, а вызывает резистивное токовое состояние, реализуемое при $I_c^{GL} < I < I_{cn}$ [56,71,72]. Было установлено, что это состояние узкого канала является следствием возникновения в нем центров проскальзывания фазы.

Характерной чертой вольт-амперных характеристик сверхпроводящих каналов являются скачки напряжений [56,72,73], при этом сопротивление образца изменяется кратным образом:

$$R = R_{d1} \cdot n, \quad (29)$$

где R_{d1} — динамическое сопротивление линейного участка ВАХ, соответствующее первому ЦПФ, n — количество ЦПФ в канале. Типичная вольт-амперная характеристика сверхпроводящего канала, представленная на рис. 18, характеризуется следующими ос-

новными параметрами: критическим током I_c^{GL} , динамическим сопротивлением R_{di} ЦПФ (здесь i — номер ЦПФ, $i = 1, 2, 3 \dots$), током отсечки \bar{I}_s при нулевом напряжении и избыточным током I_{exc} при больших напряжениях.

Феноменологическая модель токового резистивного состояния узкого канала была предложена в работе [5] (модель СБТ) и объединила идеи диффузии квазичастиц [74] и процессов проскальзывания фазы [75–77] в картину центров проскальзывания фазы параметра порядка. Согласно этой модели, центр проскальзывания фазы представляет собой ядро, порядка длины когерентности $\xi(T)$, и диффузионные крылья, порядка диффузионной длины или глубины проникновения продольного электрического поля $l_E(T)$, расположенные по обе стороны от ядра. В ядре ЦПФ параметр порядка Δ и сверхпроводящий ток I_s осциллируют, причем в определенные моменты Δ обращается в нуль и одновременно фаза изменяется скачком на 2π . Период осцилляций определяется джозефсоновским соотношением [78]:

$$\omega_J = 2eV/\hbar, \quad (30)$$

что экспериментально подтверждено в работах [5,79,80]. При облучении высокочастотным электромагнитным полем оловянных узких пленок [5] и оловянных вискерсов [79] на их вольт-амперных характеристиках кроме обычных для ЦПФ скачков напряжения наблюдались также ступени тока, причем это происходило при напряжениях, связанных с частотой облучения джозефсоновским соотношением (30). 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 [79]. 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 [5]. Наличие субгармонических токовых ступеней свидетельствует об ангармонизме колебаний параметра порядка и сверхпроводящего тока. Усредненный во времени сверхпроводящий ток, протекающий через неравновесную область, в которой возникает напряжение, составляет заметную долю локального критического тока сверхпроводящего канала $\bar{I}_s = \beta I_c$ с $\beta = 0,5-0,8$. Образованные в ядре центра проскальзывания фазы неравновесные квазичастицы диффундируют на глубину l_E , создавая экспоненциально затухающее на длине l_E распределение квазичастиц. Таким образом, динамическое сопротивление ЦПФ равно:

$$R_{d1} = dV/dI = 2l_E\rho/S. \quad (31)$$

Полное падение напряжения на одном центре проскальзывания фазы определено в [5]:

$$V = 2l_E\rho(I - \beta I_c)/S. \quad (32)$$

Многочисленные эксперименты, проведенные на узких полосках алюминия [81–83], на каналах из олова [55,84–86], сплава олово–индий [87] и индия [88] подтвердили основные положения феноменологической модели ЦПФ [5] и результаты микроскопической теории [6,89], о которой речь пойдет ниже.

В работе [90] измерялось пространственное распределение химических потенциалов пар μ_s и квазичастиц μ_n в окрестности центра проскальзывания фазы с помощью близко расположенных 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 плавно на расстоянии l_E от центра ЦПФ по экспоненциальному закону. Была найдена предсказанная температурная зависимость $l_E \sim (1 - T/T_c)^{-1/4}$, которая из-за тепловых эффектов не всегда наблюдалась при определении l_E из динамического сопротивления центра проскальзывания фазы. Величина l_E хорошо совпадала с расчетным значением.

В динамической модели центра проскальзывания фазы [6,91–94] рассматривается нестационарная картина процесса проскальзывания фазы параметра порядка. Микроскопическая теория ЦПФ в этом случае основана на анализе микроскопических нестационарных уравнений сверхпроводимости. В области джозефсоновских частот, меньших Δ/\hbar , эти уравнения впервые были получены в наиболее общем виде Крамером и Уаттс-Тобином [68,69]. Решение этих уравнений, их анализ и последующие экспериментальные исследования позволили сделать следующие выводы [6,80,91,93,95]. В области центра проскальзывания фазы длиной $2\xi\Gamma^{1/2}$, где $\Gamma = \hbar/2\tau_\epsilon\Delta_0$ — параметр распаривания, сверхпроводящий ток и параметр порядка испытывают существенные колебания. В моменты обращения Δ в нуль, фаза ϕ испытывает скачок на 2π , а потенциал $\Phi(x=0)$ 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 потенциала Φ нормальный ток уменьшается, сверхпроводящий ток растет, а Δ слабо убывает. Структура центра проскальзывания фазы, согласно динамической модели, показана на рис. 23. Таким образом, можно считать,

что к настоящему времени токовые резистивные состояния сверхпроводящих каналов достаточно хорошо изучены экспериментально и находят свое объяснение в современной теории.

Как мы уже отмечали, широкие сверхпроводящие пленки начали исследовать раньше узких каналов, однако до последнего времени не было достаточного понимания того, каким образом широкая сверхпроводящая пленка под действием транспортного тока в отсутствие внешнего магнитного поля переходит в нормальное состояние. Источником магнитных вихрей в этой ситуации является транспортный ток, неравномерно распределенный по ширине пленки. При его увеличении вихри магнитного потока преодолевают краевой барьер, входят и двигаются поперек пленки, создавая резистивность. Такое состояние получило название динамическое смешанное состояние. До обнаружения процессов проскальзывания фазы в широких пленках считалось, что резистивная фаза обусловлена только движением вихрей поперек тока под действием силы Лоренца. Возникающая при этом резистивность отражается в виде линейных и нелинейных участков вихревой области ВАХ образцов [45,46,49,50]. Еще в 1972 г. на ВАХ широких пленок, кроме типично вихревой области при малых токах, при больших транспортных токах наблюдалась ступенчатая по напряжению структура [49], не получившая тогда физического объяснения. Авторы [45,46] предположили, что в широких пленках при токах, больших некоторого тока неустойчивости, развивается система поперечных чередующихся нормальных и сверхпроводящих доменов, и в этом режиме механизмы течения вихрей уже не оказывают такого важного влияния на вид ВАХ, как в режиме малых токов. К сожалению, в то время эти соображения не получили должного развития. По мере появления новых знаний о процессах

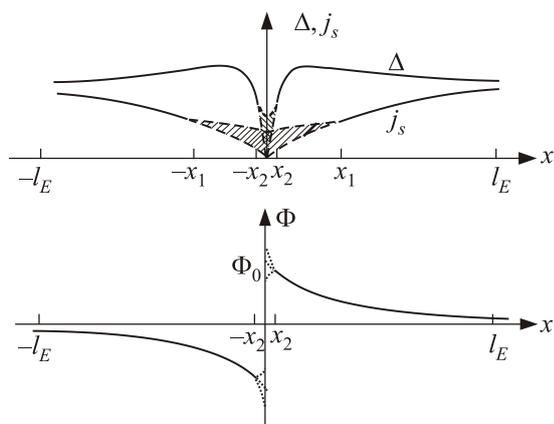


Рис. 23. Поведение параметра порядка Δ , плотности сверхпроводящего тока j_s и потенциала Φ в статической (сплошная линия) и динамической (штриховая линия) областях. Заштрихованы области значений, которые могут принимать Δ и j_s в процессе осцилляций [6].

проскальзывания фазы ступени напряжения на ВАХ широких пленок связывали с возникновением линий проскальзывания фазы [43–54]. При этом возникло несколько проблем, обсуждению которых уделялось достаточно много внимания в научных статьях. Остановимся на двух основных.

Во-первых, что представляет собой ЛПФ: это своеобразное образование, являющееся следствием движения вихрей или полный двумерный аналог ЦПФ? Так, авторы работы [96] представляют себе ЛПФ как ЦПФ, которые возникают в местах достижения током плотности распаривания на краях пленки и двигаются в поперечном направлении. ЛПФ при этом представляют собой траекторию их движения. В работе [67] ЛПФ показаны в виде строчки ЦПФ, которые осциллируют с одинаковой частотой и некоторым фазовым сдвигом. Авторы работы [47], как вариант, считают, что ЛПФ — это линия поперек пленки, на которой параметр порядка вдоль всей линии периодически во времени становится нулем и при этом генерируются неравновесные квазичастицы, диффузия которых определяет геометрию ЛПФ, т.е. полный аналог ЦПФ.

Во-вторых, каким образом механизмы образования динамического смешанного состояния и проскальзывания фазы параметра порядка формируют ВАХ пленок: названные механизмы сосуществуют при всех значениях транспортного тока или один механизм сменяет другой?

Разрозненные экспериментальные результаты, касающиеся данного вопроса, не давали четкого ответа. С одной стороны, не допускается существование вихрей при токах, больших, так называемого тока неустойчивости [46,97]. С другой стороны, некоторые авторы [43,98] говорили об одновременном сосуществовании двух механизмов резистивности: динамического смешанного состояния и состояния с ЛПФ. Обзор [54] не дает ответа на эти вопросы, а только обсуждает некоторые из них.

В данном разделе на основе экспериментальных исследований мы попытаемся ответить на вопрос об идентичности процессов проскальзывания фазы в узких каналах и широких пленках. Для этого будут проведены сравнения основных свойств процессов проскальзывания фазы в квазидвумерных и двумерных пленках.

По примеру работы [90] Долана и Джекела было исследовано распределение потенциалов пар и квазичастиц в окрестности ЛПФ [97,99]. Показано, что μ_n изменяется на расстоянии $\sim l_E$ по закону, близкому к экспоненциальному, тогда как μ_s изменяется на существенно меньшем расстоянии, что подтверждает сходство ЛПФ и ЦПФ.

Как показано в работах [3,32], в результате исследования критических токов и различных неравновесных явлений в тонких пленках различной ширины, критерием разделения пленок на узкие и широкие является соотношение $w/2\lambda_{\perp}(T) = 2$. Поэтому если взять плен-

ку «пограничной» ширины, то варьируя температурой, а следовательно, и $\lambda_{\perp}(T)$, эта пленка в достаточно широких диапазонах температур может быть как узким каналом ($w/2\lambda_{\perp}(T) < 2$), так и широкой пленкой с вихрями ($w/2\lambda_{\perp}(T) > 2$).

Обсудим резистивные участки ВАХ, разделенные скачками напряжения и обусловленные процессами проскальзывания фазы, которые возникают при $I > I_c$ в пленках, проявляющих свойства узкого канала, и при $I > I_m$ в широких пленках.

Очень интересными являются ВАХ образца SnW10, представленные на рис. 24 [30]. В силу сказанного выше, в температурной области вблизи T_c при $T > T_{\text{cross1}}$ должны наблюдаться ступени напряжения, вызванные образованием ЦПФ, а при $T < T_{\text{cross1}}$ — ступени напряжения, обусловленные образованием ЛПФ. Именно это и продемонстрировано на рис. 24. Здесь ВАХ 1–4 отражают свойства узкого канала с ЦПФ, а ВАХ 8–10 — свойства широкой пленки с вихрями и ЛПФ. Насколько нам известно, это есть первое наблюдение ЦПФ и ЛПФ на одном и том же образце. Ступени напряжения на ВАХ 8–10 авторы связывали с возникновением и развитием в образце системы ЛПФ при $I \geq I_m$. Линейные участки ВАХ с динамическими сопротивлениями R_{di} ($i = 1, 2, 3, \dots$ — номер ЛПФ) между вольтовыми ступенями при своем продолжении пересекаются в одной точке на оси токов, определяя ток отсечки \bar{I}_s и демонстрируя дискретность возрастания сопротивления пленки с ростом номера ступеньки i [3].

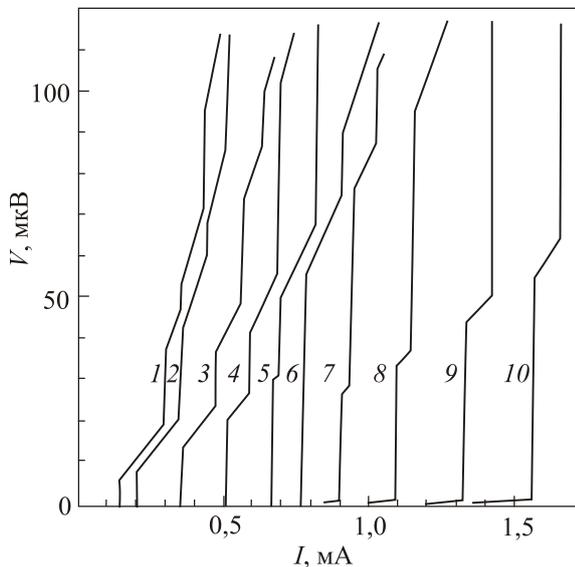


Рис. 24. Семейство экспериментальных ВАХ образца SnW10 при различных температурах T , К: 3,796 (1); 3,792 (2); 3,785 (3); 3,777 (4); 3,773 (5); 3,769 (6); 3,766 (7); 3,758 (8); 3,750 (9); 3,743 (10). ВАХ 1–4 отражают свойства узкого канала, причем ВАХ 1–2 при $w \leq \lambda_{\perp}(T)$, ВАХ 3–4 при $w < 4\lambda_{\perp}(T)$, ВАХ 8–10 при $w \gg \lambda_{\perp}(T)$ (после кроссовера) — свойства широкой пленки, ВАХ 5–7 — переходный этап от узкой к широкой пленке [30].

На рис. 24 видно, что в отсутствие пирловских вихрей при $T \approx T_c$ (см. ВАХ 1–4) пленка SnW10 ведет себя как узкий канал вплоть до температуры, при которой $w \gg 4\lambda_{\perp}(T)$. В этом интервале температур не видно принципиальной разницы в ВАХ как при $w < \lambda_{\perp}(T)$, так и при $\lambda_{\perp}(T) < w < 4\lambda_{\perp}(T)$ [30], не обнаружены какие-либо особенности в температурной зависимости $I_c(T) = I_c^{GL}(T)$. Таким образом, сделать вывод о существовании кинематических вихрей [48] в области температур, где справедливо условие $\xi(T) < w < \lambda_{\perp}(T)$, у нас нет оснований. ВАХ 8–10 получены при более низких температурах, уже при наличии пирловских вихрей в пленке. За исключением начального линейного вихревого участка ВАХ 8–10 качественно не отличаются от ВАХ 1–4. Поэтому можно считать, что физическая природа скачков напряжения и последующих линейных участков ВАХ при $I(T) \geq I_m(T)$ одна и та же — процессы проскальзывания фазы параметра порядка. Более того, детальное изучение ВАХ 8–10 дает основание предполагать, что при транспортном токе $I(T) \geq I_m(T)$ в образце не могут существовать собственные пирловские вихри вследствие возникновения неустойчивости стационарной картины их вязкого движения, как это следует из теории АЛ [1].

Интересен переходный этап от узкой к широкой пленке, который отражен на рис. 23, ВАХ 5–7. Видно, что они отличаются от остальных ВАХ на этом рисунке: ВАХ 5 еще содержит короткий участок динамического сопротивления первого ЦПФ и соответствует температуре, близкой, но более высокой, чем T_{cross1} (см. рис. 2). ВАХ 5 отражает окончание температурного интервала существования ЦПФ, и линейный участок динамического сопротивления первого ЦПФ с понижением температуры все укорачивается (см. ВАХ 1–5). На ВАХ 6, полученной при $T = T_{\text{cross1}}$, уже не видно участка динамического сопротивления первого ЦПФ, но нет еще и вихревого участка (см. рис. 2). ВАХ 7 получена при $T < T_{\text{cross1}}$, и на ней уже видны короткие линейные участки как от движения пирловских вихрей в интервале токов $I_c < I < I_m$, так и динамического сопротивления первой ЛПФ при $I > I_m$.

По-видимому, наличие переходной области связано с добавлением энергетически более выгодного (по сравнению с механизмом проскальзывания фазы параметра порядка в узком канале) механизма резистивности — механизма вхождения и движения вихрей. При более низких температурах на начальном этапе возрастания тока при $I_c(T) < I(T) < I_m(T)$ вихревой механизм резистивности является доминирующим. Развиваясь, он обеспечивает все более равномерное распределение тока по ширине пленки, тем самым создавая условия для возникновения более сильного механизма резистивности — механизма ЛПФ.

Возникает естественный вопрос, существует ли принципиальная разница между ЦПФ и ЛПФ. Нет,

потому что и те, и другие являются продуктом механизма проскальзывания фазы параметра порядка. В то же время исходная ситуация для ЦПФ и ЛПФ принципиально различна. Для ЦПФ исходным состоянием является чисто сверхпроводящее состояние с критическим током $I_c^{GL}(T)$. При $I_c^{GL} < I < I_{cn}$ в узких пленках возникает система ЦПФ, как переходная область между чисто сверхпроводящим и нормальным состояниями. Последнее достигается при $I \geq I_{cn}$. Для ЛПФ исходным состоянием является вихревое неустойчивое состояние с почти равномерным, но все же специфически распределенным по ширине пленки током $I_m < I_c^{GL}$ [1]. Однако в широкой пленке со сверхпроводящим экраном [54] исходным состоянием, предшествующим возникновению ЛПФ, тоже является чисто сверхпроводящее состояние, как в случае с ЦПФ.

Согласно [47], ЛПФ представляет собой линию поперек пленки, в каждой точке которой параметр порядка синфазно осциллирует во времени с джозефсоновской частотой, обращаясь в нуль в некоторые моменты времени одновременно по всей линии поперек пленки. Эти осцилляции являются источником неравновесных квазичастиц, диффузия которых на глубину проникновения продольного электрического поля l_E в сверхпроводящие области определяет продольный размер ЛПФ.

Это состояние аналогично состоянию узкого безвихревого сверхпроводящего канала с ЦПФ и отвечает одному из решений обобщенных, зависящих от времени уравнений Гинзбурга–Ландау, полученных в [47] (см. рис. 25).

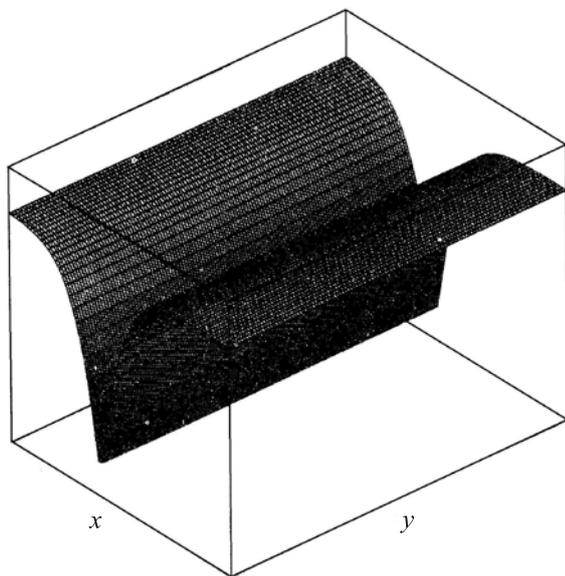


Рис. 25. Решение обобщенных уравнений Гинзбурга–Ландау, зависящих от времени (GTDGLE) в отсутствие магнитного поля для ЛПФ. На рисунке построен модуль параметра порядка поперек пленки. Параметр порядка подавлен вдоль линии в y -направлении, перпендикулярном направлению течения тока. Вдоль этой линии параметр порядка периодически исчезает во времени [47].

3.2. Нестационарные джозефсоновские свойства линий проскальзывания фазы в широких пленках олова

Концепция линий проскальзывания фазы, обусловленных протеканием постоянного тока $I > I_m$, как механизм перехода широкой сверхпроводящей пленки из резистивного вихревого в нормальное состояние [3], предполагает сходство процессов проскальзывания фазы в широких пленках и в узких сверхпроводящих каналах. Известно [6], что ЦПФ в узких каналах являются динамическими нестационарными образованиями. Одно из важнейших свойств ЦПФ — колебание параметра порядка и сверхпроводящего тока в ядре ЦПФ с джозефсоновской частотой (явление, аналогичное нестационарному эффекту Джозефсона) [5,79]. Если ЛПФ является аналогом ЦПФ, то джозефсоновские свойства должны быть и в этом случае. Осцилляции параметра порядка являются источником неравновесных квазичастиц, диффузия которых на глубину проникновения продольного электрического поля в сверхпроводящие области l_E определяет продольный размер ЛПФ. Это состояние отвечает одному из решений обобщенных, зависящих от времени уравнений Гинзбурга–Ландау, полученному в [47] для широкой пленки. Кроме того, экспериментальные исследования распределения напряжения в области ЛПФ показали [97], что изменения распределения квазичастичного потенциала в ЛПФ распространяются на расстояние глубины проникновения продольного электрического поля l_E , что характерно и для ЦПФ [90].

Попытка обнаружения джозефсоновских свойств ЛПФ предпринималась в работе [100]. Однако, как нам представляется, интерпретация полученных в ней результатов не является однозначной. Дело в том, что ширина пленки w , экспериментальные результаты исследований которой приведены в работе [100], была 5 мкм, в то время как глубина проникновения перпендикулярного пленке магнитного поля λ_{\perp} оценена в 3–5 мкм. Но в работе [3] было показано, что если ширина пленки $w \leq 4\lambda_{\perp}$, то переход сверхпроводящей пленки в резистивное состояние происходит, как в узком канале: при достижении транспортным током величины тока распаривания Гинзбурга–Ландау, минуя этап с движущейся вихревой решеткой, в сверхпроводящей пленке возникают ЦПФ. Поэтому приведенные в [100] экспериментальные результаты получены, строго говоря, для узкого сверхпроводящего канала и ЦПФ, а не для широкой пленки и ЛПФ. На это указывает и отсутствие вихревого участка при $I_c < I < I_m$ на вольт-амперной характеристике исследуемого образца. Позже проблема с обнаружением эффекта типа нестационарного эффекта Джозефсона именно в широкой пленке была решена. В работе [34] исследовали нестационарные джозефсоновские свойства ЛПФ в заведомо широких оловянных пленках ($w/2\lambda_{\perp}(T) \geq 10$) с ярко выраженными вихревыми участками ВАХ.

На рис. 26 [34] приведены семейства ВАХ пленок SnW13 (а) и SnW5 (б) при различных уровнях мощности микроволнового облучения. Для первой ВАХ мощность облучения равна нулю, а для остальных она возрастала с увеличением их порядкового номера.

ВАХ широкой пленки при возникновении в ней ЛПФ имеет, за исключением начального вихревого участка, такой же вид, как и ВАХ узкого канала при возникновении в нем ЦПФ (см. рис. 26): имеются скачки напряжений, ток отсечки I_s при нулевом напряжении, избыточный ток при больших напряжениях, а сопротивление образца изменяется кратным образом $R = R_{d1}n$, где R_{d1} — динамическое сопротивление линейного участка ВАХ, соответствующего первой ЛПФ, n — количество ЛПФ в пленке. Под действием микроволнового облучения на ВАХ возникают ступеньки тока при фиксированном напряжении, пропорциональном частоте f_j [34].

Так как предполагается, что процессы проскальзывания фазы в узком канале и в широкой пленке аналогичны, то было бы естественно использовать опыт исследования нестационарных джозефсоновских свойств

ЦПФ, рассматривая ЛПФ как источник джозефсоновского излучения. Тогда наблюдаемые токовые ступеньки можно идентифицировать как ступеньки Шапиро на ВАХ источника джозефсоновского излучения при приложенных напряжениях [101]:

$$V = \frac{nh}{2e} f_j \quad (n = \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (33)$$

которые, как известно, являются результатом взаимодействия между приложенным микроволновым полем и переменным джозефсоновским током.

Ступеньки тока могут появиться и в результате взаимодействия внешнего излучения с цепочкой движущихся вихрей из-за взаимной синхронизации [102]. Чтобы этого избежать, в работе [34] выбраны достаточно высокие частоты облучения, таким образом, подгоняя положение токовой ступеньки (33) внутрь области напряжений динамического сопротивления ЛПФ на ВАХ, где состояние образца, как известно, свободно от вихрей [3].

На рис. 27 приведены зависимости величины первой токовой ступеньки I_{dc} от микроволнового тока $I_f \sim \sqrt{P}$. В режиме источника постоянного напряжения зависимость амплитуды ступеньки тока от внешнего переменного напряжения следует функции Бесселя [103]. Однако на практике обычно имеют дело с ситуацией, при которой импеданс микроволнового генератора и сопротивление источника постоянного тока превышают импеданс джозефсоновского осциллятора.

В работе [34] динамическое сопротивление ЛПФ, являющейся источником джозефсоновского излучения, составляло $R_{d1} = 0,018$ Ом для образца SnW5, и $R_{d1} = 0,015$ Ом для образца SnW13, что существенно меньше сопротивления микроволнового генератора (50 Ом) и сопротивления источника постоянного тока (470 Ом). Кроме того, поскольку размеры исследуемых в работе образцов малы по сравнению с длиной волны электромагнитного поля (длина пленки $\sim 10^{-4}$ м, а минимальная длина волны $\sim 10^{-2}$ м), можно предположить, что микроволновое излучение создает пространственно однородный по длине образца переменный высокочастотный ток $I_f \sim \sqrt{P}$ (P — мощность облучения), хотя его абсолютная величина непосредственно и не измерялась. При этом правильным будет подход, основанный на задании постоянного тока через ЛПФ (модель заданного тока). В этом случае джозефсоновский контакт можно описывать с помощью резистивной модели [104–106]. Уравнение, которое определяет временную зависимость разности фаз φ , в случае переходов малой емкости выглядит следующим образом:

$$\frac{I_f}{I_J} \sin \Omega \tau + \frac{I_{dc}}{I_J} = \frac{d\varphi}{d\tau} + \sin \varphi, \quad (34)$$

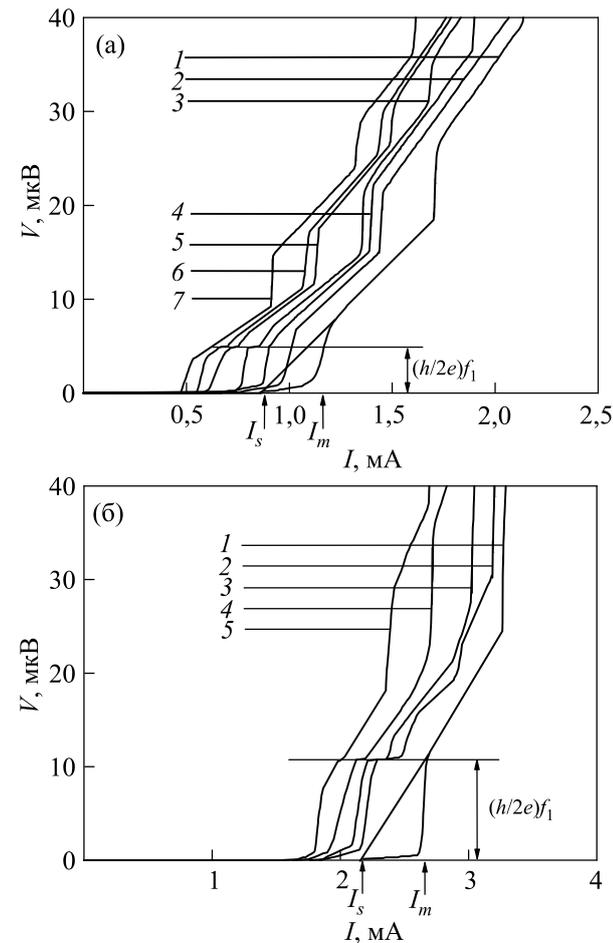


Рис. 26. Семейства ВАХ пленок SnW13 при $T = 3,807$ К и $f_1 = 2,476$ ГГц (а) и SnW5 при $T = 3,744$ К и $f_2 = 5,50$ ГГц (б). Для ВАХ 1 мощность внешнего облучения равна нулю, а для остальных ВАХ она возрастала с увеличением номера [34].

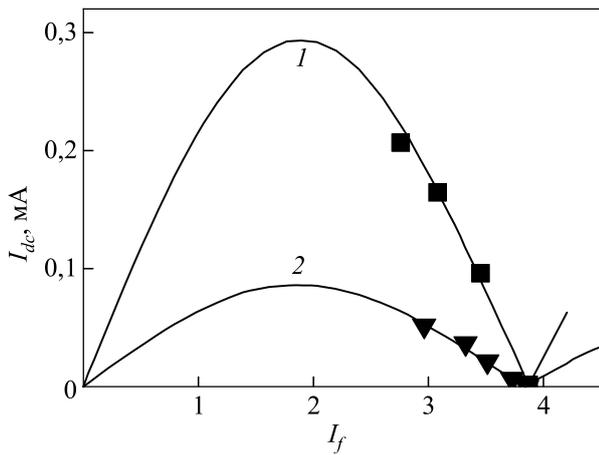


Рис. 27. Амплитуда I_{dc} первой токовой ступеньки в области динамического сопротивления ЛПФ на ВАХ пленки в зависимости от амплитуды высокочастотного тока облучения $I_f \sim \sqrt{P}$ в единицах $hf_J/2eR_{d1}$: SnW5 при $T = 3,744$ К и $f_J = 5,50$ ГГц, $R_{d1} = 0,018$ Ом, $I_J = 0,26$ мА (■); SnW13 при $T = 3,807$ К и $f_J = 2,476$ ГГц, $R_{d1} = 0,015$ Ом, $I_J = 0,08$ мА (▼). Кривые 1 и 2 — результат теоретического расчета [34].

где безразмерное время определяется как $\tau = (\frac{2eR_{d1}I_J}{\hbar})t$,

а безразмерная частота — $\Omega = \frac{hf_J}{2eR_{d1}I_J}$; I_f и I_{dc} это переменная и постоянная составляющие тока в контакте, I_J максимальное значение джозефсоновского тока через контакт.

Теоретические зависимости величины токовой ступеньки I_{dc} от амплитуды I_f (и, следовательно, от мощности) внешнего микроволнового облучения, полученные путем численного решения уравнения (34), показаны на рис. 27 сплошными линиями. Как отмечено в [107], время эволюции фазы ϕ при микроволновом облучении и поведение токовой ступеньки существенно зависят от величины безразмерной частоты Ω : при $\Omega \gg 1$, зависимость амплитуды ступеньки от мощности микроволнового поля, полученная в рамках резистивной модели (34), мало отличается от поведения, описываемого функцией Бесселя и полученного в модели заданного напряжения [103]. В нашем конкретном случае, безразмерная частота достаточно высокая: $\Omega \approx 2,44$ для образца SnW5, и $\Omega \approx 4,55$ для образца SnW13, что указывает на справедливость обеих моделей для описания этих экспериментальных данных. Численные моделирования для этих конкретных значений Ω также подтверждают этот вывод [34].

На рис. 27 амплитуда высокочастотного тока выражается в единицах $hf_J/2eR_{d1}$. Так как в экспериментах, описанных в работе [34], могут быть измерены только относительные изменения в I_f , абсолютные значения I_f были оценены, предполагая теоретическое значение величины I_f равным экспериментальному

в точке, где $I_{dc} = 0$. Другим подгоночным параметром является амплитудное значение джозефсоновского тока I_J через ЛПФ: подгонкой теоретической кривой $I_{dc}(I_f)$ к экспериментальным точкам получены $I_J = 0,26$ мА для образца SnW5 и $I_J = 0,08$ мА для образца SnW13 [34]. Такие низкие значения сверхпроводящего тока по сравнению с диссипативным и критическим токами предполагались также в теоретической модели ЛПФ [67]. Оценка мощности аналогичного джозефсоновскому излучения из ЛПФ по формуле $P \approx (I_{dc}^{max})^2 R_{d1}$ [108] (I_{dc}^{max} — максимальное значение токовой ступеньки) и по формуле $P \approx I_J^2 R_{d1}$ дают практически одинаковый результат: $P_{SnW12} \approx 10^{-10}$ Вт для пленки SnW13 и $P_{SnW5} \approx 10^{-9}$ Вт для образца SnW5, что по порядку величины согласуется с мощностью джозефсоновского излучения из ЦПФ [108].

В экспериментах, представленных в работе [34], удалось обнаружить только первую (основную) ступеньку Шапиро, соответствующую целому числу $n = 1$ в (33). Отсутствие ступенек, связанных с высшими гармониками, $n > 1$, является общей чертой экспериментальных исследований сверхпроводящих узких пленок [5] и вискеров [79,108]. Авторы этих работ не могут объяснить этот факт. В работе [34] предполагается, что наиболее очевидной причиной этого является то, что ожидаемое положение высших токовых ступенек попадает в скачок (ступеньку) напряжения ЛПФ, для образца SnW5 (см. рис. 25(б)), по аналогичной причине ступеньки с $n = 2, 3$ не наблюдались в работе [79]. Для образца SnW13 (см. рис. 26(а)) токовая ступенька при $n = 2$ может в принципе быть обнаружена на линейном участке ВАХ, однако, как следует из анализа в [103], амплитуда n -ой ступеньки уменьшается с увеличением n при фиксированной величине высокочастотной мощности. Таким образом, в этом случае, из-за относительно малой величины главной ступеньки, величина второй ступеньки может быть за пределами точности измерений.

Следует также отметить, что внутренняя динамика слабой связи в ЛПФ или ЦПФ является достаточно сложной и сильно зависимой от микроволновой мощности, в отличие от искусственных («сделанных руками») джозефсоновских слабых связей. Таким образом, более обоснованное объяснение экспериментальных отклонений от результатов традиционной теории ступенек Шапиро требует создания последовательной теории самоорганизованных аналогичных джозефсоновским слабым связям, таких как ЦПФ и ЛПФ при внешнем облучении.

3.3. Резистивное состояние широкой сверхпроводящей пленки олова, обусловленное переменным электромагнитным полем

Резистивные состояния пленок могут возникать и под действием микроволнового облучения. В работах [109,110] теоретически показано, что под действием

электромагнитного поля однородное состояние сверхпроводника может стать неустойчивым и возможен переход к пространственно неоднородному состоянию, структура которого, однако, оставалась невыясненной.

В работе [111] экспериментально обнаружено, что под действием электромагнитного излучения с мощностью, больше критической P_c , в сверхпроводящем канале возникает динамическое фазовое расслоение на квазинормальные и сверхпроводящие области, физическая природа которых определенное время оставалась невыясненной. В этой связи необходимо отметить также результаты экспериментальных работ, в которых наблюдались ступенчатые структуры на кривой $R(T)$ перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное оловянной [112] и алюминиевой [113] узких пленок, находящихся в поле СВЧ излучения.

Детальное исследование резистивного состояния сверхпроводящего канала в микроволновом поле [114–118] позволило определить природу этого состояния — образование высокочастотных центров проскальзывания фазы (ас ЦПФ).

Изучение резистивного состояния широких пленок, находящихся в электромагнитном поле, началось еще в 80-х годах прошлого столетия. Вначале экспериментально наблюдались переходы в резистивное состояние широких сверхпроводящих пленок олова [119] и алюминия [120] под действием электромагнитного облучения в магнитном поле. Геометрические размеры исследованных пленок (ширина, длина) в этих работах не приводились, и характер резистивных переходов не был определен. Работы, посвященные экспериментальному исследованию фазового расслоения в сверхпроводящих каналах под действием микроволнового поля, послужили стимулом в поисках аналогичного явления в широких пленках. В работе [121] наблюдался резистивный переход в алюминиевых пленках шириной $w = 100$ мкм ($w \gg x$, $w \approx \lambda_{\perp}$) и длиной $L = 5$ мм, который авторы связывали с возникновением процессов проскальзывания фазы под действием микроволнового поля ($f = 45$ ГГц). При такой интерпретации резистивного состояния должны наблюдаться скачки на зависимости сопротивления пленки от микроволновой мощности. Однако ничего подобного авторы не наблюдали. Очевидно, это связано с большой длиной пленки (относительный размер ЦПФ $2l_E/L$ очень мал). В работе [3], которая появилась гораздо позже, было показано, что пленки, ширина которых $w < 4\lambda_{\perp}$, являются узкими каналами. Поэтому, строго говоря, пленки, исследованные в [121], являлись узкими каналами, резистивность которых обусловлена возникновением ас ЦПФ.

В работе [122] была сделана попытка исследования линий проскальзывания фазы в широких пленках при облучении их высокочастотной мощностью с частотой 30 ГГц. Исследовались оловянные пленки шириной

$w = 70$ мкм, толщиной $d = 100$ нм и длиной $L = 2$ мм, напыленные на кремниевые подложки. Для теплового согласования оловянной пленки с подложкой использовали кремний — далеко не самый подходящий материал (гораздо лучшей, в этом конкретном случае, была бы подложка из кристаллического кварца [27]). С этими пленками были произведены следующие манипуляции [59]: формирование канала шириной $w \approx 1$ мкм и глубиной примерно 20 нм поперек пленки с помощью электронно-лучевой литографии и ионно-лучевого травления, боковые границы пленки были промодулированы с амплитудой и периодом в несколько микрон. Это, по утверждению авторов, было сделано «для облегчения вхождения вихрей потока», хотя «и без канала ЛПФ тоже наблюдались, но были хуже выражены» [59]. Следует заметить, что такие манипуляции с пленкой совместно с недостаточным теплоотводом приводят к возникновению в пленке, скорее всего, не ЛПФ, а «горячих линий» (тепловых доменов), структура и свойства которых совершенно отличны от таковых в ЛПФ. О возникновении «горячих линий», а не ЛПФ в пленках, в работах [59,122] свидетельствуют следующие обстоятельства.

1. Тепловое согласование исследуемых образцов с подложкой было плохим [27]. Это, по-видимому, явилось причиной немонотонного характера температурной зависимости сопротивления теплового домена (а не ЛПФ): с понижением температуры это сопротивление сначала уменьшалось, а затем увеличивалось [59].

2. Известно, что глубина проникновения продольного электрического поля в сверхпроводник $l_E(f)$, которая определяет размер высокочастотных ЦПФ и ЛПФ, является функцией частоты внешнего электромагнитного поля [114,117]. Эксперименты в работе [122] проводились при частоте облучения $f = 30$ ГГц. В этом случае $l_E(f = 30 \text{ ГГц}) \gg l_E(f = 0)$ [117,118]. Следовательно, при частоте облучения 30 ГГц сопротивление $R_{d1}(f = 0)$ dc ЛПФ, обусловленного протеканием постоянного тока, должно быть гораздо меньше сопротивления $R_1(f = 30 \text{ ГГц})$ ac ЛПФ, обусловленного протеканием высокочастотного тока. Однако в работе [122] сопротивление dc ЛПФ равно сопротивлению ac ЛПФ: $R_{d1}(f = 0) = R_1(f = 30 \text{ ГГц})$, т.е. под действием микроволнового поля частотой 30 ГГц глубина проникновения продольного электрического поля не меняется. Такое поведение l_E оправдывает предположение о возникновении «горячих линий», а не ac ЛПФ.

Необходимо отметить и тот факт, что авторами работы [122] неудачно выбрана длина пленки: она слишком велика. Это привело к тому, что возникали трудности при определении размера ЛПФ, так как в такой пленке могут возникнуть порядка сотни ЛПФ. Таким образом, вопрос о высокочастотных ЛПФ в широких пленках оставался открытым. И только недавно уда-

лось решить эту проблему: были обнаружены ас ЛПФ, сопротивления которых зависят от частоты облучения, и исследованы их свойства [7].

Впервые о наблюдении ас ЛПФ упоминалось в работе [29]. Однако эта публикация была посвящена обнаружению эффекта стимуляции сверхпроводимости в широких пленках, и формат статьи «Письма редактору» не позволил более детально представить материалы исследований ас ЛПФ. В работе [7] это было сделано более подробно.

На рис. 28 представлены ВАХ образца SnW14, измеренные при различных уровнях мощности облучения на частоте $f = 2,47$ ГГц. На рис. 29 показаны ВАХ образца SnW10, полученные при различных уровнях мощности облучения на частоте $f = 1,0$ ГГц. В обоих случаях для ВАХ 1 мощность облучения равна нулю, а для ВАХ 2 и ВАХ 3 мощность микроволнового облучения P_2 и P_3 , больше критической мощности P_c , причем $P_c < P_2 < P_3$. На вставке рис. 29 приведены эти же ВАХ в более крупном масштабе, чтобы продемонстрировать вихревой участок ВАХ 1. На рис. 28 и 29 видно, что под действием микроволнового облучения $P > P_c$ в сверхпроводящей пленке возникают ЛПФ, вызванные электромагнитным облучением (ас ЛПФ) [7], в отличие от ЛПФ, вызванных постоянным током (дс ЛПФ).

При мощности облучения $P = P_c$ в пленке появляется первый ас ЛПФ (см. начальные участки ВАХ 2 на рис. 28 и 29). При увеличении мощности облучения количество ас ЛПФ, возникающих под действием электромагнитного поля, растет (см. начальные участки ВАХ 2 и ВАХ 3 на рис. 28), при этом сопротивление образца увеличивается кратным образом: $R_n = nR_1$, где R_1 — сопротивление одного ас ЛПФ, $n = 1, 2, 3...N$ (N — наибольшее число ас ЛПФ для данной частоты

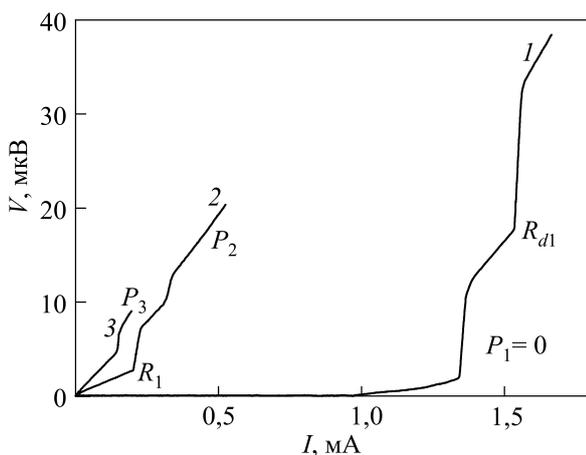


Рис. 28. ВАХ сверхпроводящей широкой пленки SnW14 при различных уровнях мощности облучения $f = 2,47$ ГГц и $T = 3,7845$ К. Сопротивление дс ЛПФ: $R_{d1} = 0,031$ Ом; сопротивление ас ЛПФ: $R_1 = 0,015$ Ом. Для ВАХ 1 мощность облучения $P_1 = 0$, для ВАХ 2 и ВАХ 3: $P_c \leq P_2 < P_3$ [7].

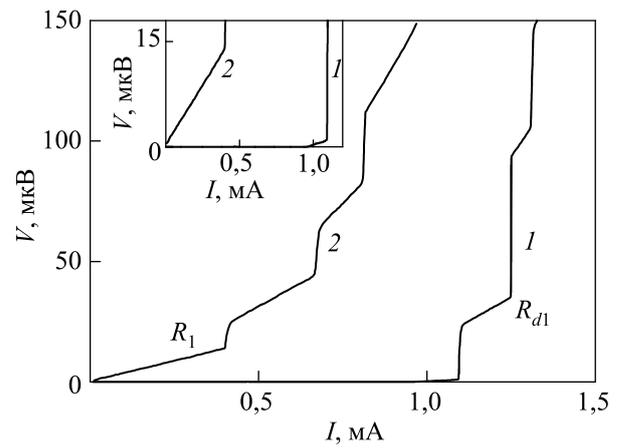


Рис. 29. ВАХ сверхпроводящей широкой пленки SnW10 при различных уровнях мощности облучения $f = 1,0$ ГГц и $T = 3,758$ К. Сопротивление дс ЛПФ: $R_{d1} = 0,079$ Ом; сопротивление ас ЛПФ: $R_1 = 0,035$ Ом. Для ВАХ 1 мощность облучения $P_1 = 0$, для ВАХ 2: $P_c \leq P_2$ [7].

облучения и для данного образца). Как видно на рис. 28 и 29, с увеличением мощности облучения $P > P_c$ (а следовательно, и величины высокочастотного тока через образец) сопротивление каждой ас ЛПФ остается постоянным [7]. При пропускании постоянного тока через ас ЛПФ ее сопротивление не изменяется, т.е. наблюдается устойчивость ас ЛПФ к пропусканию через нее постоянного тока [7]. Эти факты отрицают наличие разогревного эффекта, а также предположение о возможности возникновения вихрей. Устойчивость резистивного состояния при возникновении в широкой пленке ас ЛПФ аналогична устойчивости резистивного состояния с ас ЦПФ в узком канале [72]. Это указывает на идентичность ас ЛПФ и ас ЦПФ.

Обратим внимание на ВАХ 2. Видно, что в широкой пленке под действием микроволнового поля ($P = P_c$) образовалась первая ас ЛПФ (см. начальный линейный участок ВАХ). Если при $P = P_c = \text{const}$ через пленку пропускать постоянный ток, то в ней в дополнение к ас ЛПФ будут возникать дс ЛПФ [7]. При этом, важно отметить, что сопротивление ЛПФ, обусловленной протеканием постоянного тока, равно сопротивлению ЛПФ, вызванной микроволновым полем: $R_{d1}(P = P_c) = R_1(f)$ [7]. Необходимо подчеркнуть, что сопротивление дс ЛПФ при мощности облучения $P \geq P_c$ в общем случае не равно сопротивлению дс ЛПФ в ее отсутствие: $R_{d1}(P \geq P_c) \neq R_{d1}(P = 0)$. При увеличении мощности облучения ($P > P_c$) в пленке возникают дополнительные ас ЛПФ. Если при этом через пленку пропускать постоянный ток, то при возникновении дс ЛПФ их сопротивление остается прежним: $R_{d1}(P \geq P_c) = R_1(f)$ (см. рис. 28) [7]. Важно заметить, что совершенно такая же ситуация наблюдалась с ас и дс ЦПФ в узком канале (см. рис. 30).

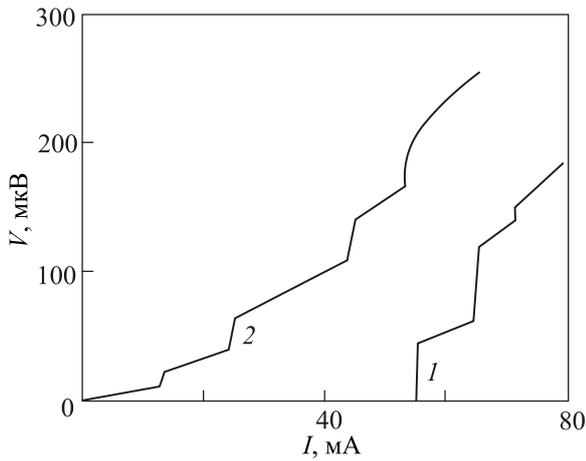


Рис. 30. ВАХ сверхпроводящего канала Sn-12 при различных уровнях мощности облучения $f = 6$ ГГц и $T = 3,766$ К. Для ВАХ 1 мощность облучения $P_1 = 0$, для ВАХ 2 $P_c \leq P_2$ [72].

Таким образом, приведенные в работе [7] результаты исследований позволяют говорить о том, что в отсутствие постоянного тока при мощности облучения больше критической сопротивление сверхпроводящей широкой пленки изменяется дискретно и кратно величине сопротивления $R_1(f)$ ас ЛПФ. С увеличением мощности облучения или постоянного тока сопротивление $R_1(f)$ остается постоянным. При $P \geq P_c$ сопротивление ас ЛПФ равно сопротивлению dc ЛПФ.

Полученные в работе [7] результаты исследований резистивного токового состояния в широких пленках аналогичны полученным в узких каналах [72], что указывает на идентичность процессов проскальзывания фазы в этих двух объектах исследований.

3.4. Частотная зависимость сопротивления линии проскальзывания фазы, вызванной электромагнитным облучением

В этом разделе представлено еще одно важное доказательство общности процессов проскальзывания фазы в одно- и двумерных сверхпроводниках.

Изучая резистивное состояние широкой сверхпроводящей пленки, обусловленное возникновением в ней токовых линий проскальзывания фазы (dc ЛПФ), можно определить глубину проникновения продольного электрического поля в сверхпроводник $l_E(\omega = 0)$ через дифференциальное сопротивление $R_{d1}(P = 0)$ постоянному току:

$$l_E(\omega = 0) = LR_{d1}(P = 0)/2R_n. \quad (35)$$

Здесь L — длина сверхпроводящей пленки, R_n — ее нормальное сопротивление при $T > T_c$, $\omega = 2\pi f$ — частота внешнего облучения. В работе [7] показано, что под действием переменного электромагнитного поля, мощность которого больше критической P_c , в широкой пленке возникают высокочастотные линии

проскальзывания фазы. В этом случае выражение для глубины проникновения продольного электрического поля будет иметь следующий вид:

$$l_E(\omega) = LR_{d1}(P > P_c)/2R_n = LR_1(\omega)/2R_n. \quad (36)$$

Здесь $R_{d1}(P > P_c)$ — дифференциальное сопротивление dc ЛПФ при микроволновом облучении с мощностью $P > P_c$, P_c — минимальная мощность электромагнитного облучения, при которой критический ток I_c сверхпроводящей пленки равен нулю, $R_1(\omega)$ — сопротивление ас ЛПФ [7]. Отметим, что при мощности облучения больше P_c сопротивление ас ЛПФ равно сопротивлению dc ЛПФ [7,28]:

$$R_1(f) = R_{d1}(P \geq P_c) \neq R_{d1}(P = 0). \quad (37)$$

Глубина проникновения продольного электрического поля в сверхпроводник определяется процессами разбаланса заселенностей ветвей квазичастичного спектра и, в частности, механизмами релаксации электронной и дырочной подсистем. Если доминирующий механизм релаксации разбаланса заряда вблизи T_c обусловлен лишь неупругими электрон-фононными столкновениями [123,124], то зависимость $l_E(\omega)$ определяется выражением [124–126]

$$l_E(\omega)/l_E(0) = [(1 - i\omega\tau_1)(1 - i\omega\tau_0)]^{-1/2}, \quad (38)$$

$\tau_1 = \tau_\varepsilon$ — время неупругой релаксации;

$\tau_0 = \begin{cases} \tau/2(1 - T/T_c) \\ 2\hbar kT/\pi\Delta^2 \end{cases}$ — время релаксации фазы параметра

порядка для чистого (верхнее выражение) и для грязного (нижнее выражение) пределов; $\tau = l_i/v_F$ — время релаксации импульса, $l_i = l_{ph}[(R_{300}/R_{4,2}) - 1]$ — длина свободного пробега электронов при рассеянии на примесях [127], l_{ph} — фононная длина свободного пробега электронов при $T = 300$ К, v_F — фермиевская скорость.

В работе [128] была рассмотрена частотная зависимость глубины проникновения 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 выражении (38) $\tau_1 = \tau_s$ — время релаксации на коллективных колебаниях. Выражение для оценки τ_s в тонкой пленке имеет следующий вид:

$$\tau_s \sim \frac{\Delta}{k_B T} \left(\frac{\varepsilon_F}{T^3} \right)^{1/2} P_F d (P_F l_i)^{1/2}, \quad (39)$$

где d — толщина пленки.

На рис. 28 показаны типичные ВАХ одной из исследованных в работе [7] тонких широких пленок (SnW14) при различных уровнях мощности облучения

с частотой $f = 2,47$ ГГц. На рис. 28 видно, что при мощности микроволнового поля $P > P_c$ в образце возникают ас ЛПФ, величина сопротивления $R_1(f)$ которых в общем случае не равна дифференциальному сопротивлению $R_{d1}(P=0)$ ас ЛПФ в отсутствие микроволнового поля, так как $R_1(f)$ неодинаково для разных частот.

На рис. 31 приведены частотные зависимости отношения $R_1(f)/R_{d1}(P=0) = I_E(\omega)/I_E(0)$ для образцов Sn3 (●), Sn4 (▲) и SnW5 (■) [35]. Видно, что с увеличением частоты значение $R_1(f)$, а следовательно, и $I_E(\omega)$ вначале уменьшается, а затем начинает возрастать. Сплошными линиями 1–3 на рис. 31 представлены рассчитанные по формуле (38) действительные части отношения $I_E(\omega)/I_E(0) = R_1(\omega)/R_{d1}(0)$ для $\tau_1 = 5 \cdot 10^{-9}$ с (кривая 1), $\tau_1 = 6,5 \cdot 10^{-9}$ с (кривая 2) и $\tau_1 = 10 \cdot 10^{-9}$ с (кривая 3). На рисунке видно, что кривые хорошо совпадают с ниспадающими участками экспериментальных зависимостей, причем $\tau_1(\text{SnW5}) > \tau_1(\text{Sn4}) > \tau_1(\text{Sn3})$. Интересно отметить, что длина свободного пробега ведет себя аналогичным образом: $(\text{SnW5}) > l_i(\text{Sn4}) > l_i(\text{Sn3})$.

Таким образом, при надлежащем выборе значения времени релаксации квазичастиц τ_1 в реальных образцах имеющаяся теория не только качественно, но и количественно правильно описывает ниспадающий участок зависимости $I_E(\omega)/I_E(0)$ [35]. Что же касается

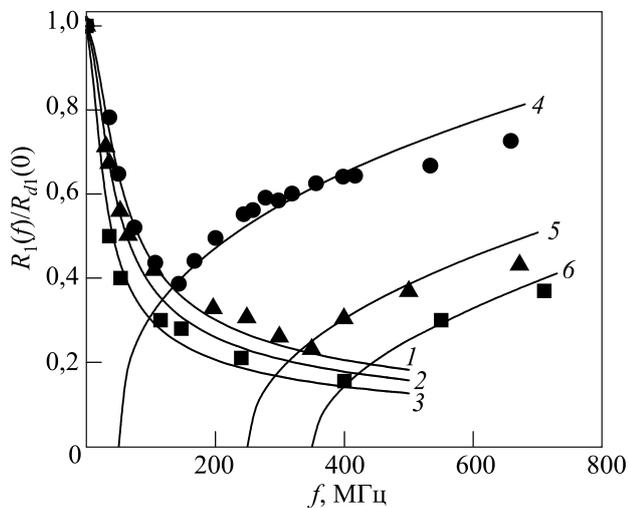


Рис. 31. Зависимости приведенного сопротивления $R_1(f)/R_{d1}(P=0)$ высокочастотного центра (ЦПФ) в образцах Sn3 (●) и Sn4 (▲) и высокочастотной линии (ЛПФ) проскальзывания фазы в образце SnW5 (■) от частоты облучения при $T/T_c = 0,99$. Сплошными линиями представлены рассчитанные по формуле (38) действительные части отношения $I_E(\omega)/I_E(0)$ для τ_1 , с: $5 \cdot 10^{-9}$ (1), $6,5 \cdot 10^{-9}$ (2) и $10 \cdot 10^{-9}$ (3). Аппроксимирующие зависимости: $R_1(f)/R_{d1}(P=0) = 0,97(f - 0,050)^{0,38}$ (4); $R_1(f)/R_{d1}(P=0) = 0,74(f - 0,250)^{0,47}$ (5); $R_1(f)/R_{d1}(P=0) = 0,68(f - 0,350)^{0,52}$ (6). Здесь частота f в ГГц [35].

полной экспериментальной зависимости $I_E(\omega)/I_E(0)$, то она принципиально отличается от предсказаний теории немонотонностью, определяемой механизмами, не учтенными в имеющихся теориях.

Как видно на рис. 31, при достаточно больших частотах облучения (сотни МГц) сопротивление $R_1(f)$, а следовательно, и $I_E(\omega)$ с ростом частоты увеличиваются. Поэтому, чтобы проследить поведение возрастающей ветви зависимости $R_1(f)$ на высоких частотах, необходимо было выбрать достаточно длинные образцы.

На рис. 32 представлены частотные зависимости приведенного сопротивления $R_1(f)/R_{d1}(P=0)$ ас ЦПФ образца Sn2 и ас ЛПФ образца SnW5 в широком диапазоне частот облучения [35]. На рисунке видна немонотонность частотной зависимости $R_1(f)/R_{d1}(P=0)$, причем увеличение сопротивлений $R_1(f)/R_{d1}(P=0)$ с ростом частоты облучения наблюдается вплоть до частот, сравнимых с частотой щели $2\Delta/\hbar$.

Поведение возрастающей ветви частотной зависимости $R_1(f)$, по мнению авторов работы [35], связано с нелинейными процессами релаксации разбаланса заселенностей ветвей квазичастичного спектра в условиях микроволновой накачки при частотах облучения $\omega > \tau_Q^{-1}$ обратного времени релаксации зарядового разбаланса. В этом случае разбаланс заселенностей электроподобной и дырочноподобной ветвей энергетического спектра, обусловленный электромагнитным полем, не успевает полностью релаксировать за время ω^{-1} . С увеличением частоты этот процесс усиливается, и благодаря пространственной диффузии

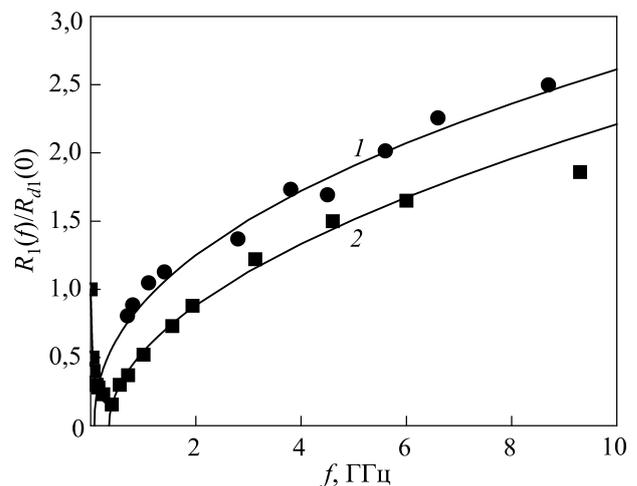


Рис. 32. Зависимости приведенного сопротивления $R_1(f)/R_{d1}(P=0)$ высокочастотного центра (ЦПФ) в образце Sn2 (●) при $T = 3,650$ К и высокочастотной линии (ЛПФ) проскальзывания фазы в образце SnW5 (■) при $T = 3,744$ К от частоты облучения. Аппроксимирующие зависимости: $R_1(f)/R_{d1}(P=0) = 0,93(f - 0,070)^{0,45}$ (1); $R_1(f)/R_{d1}(P=0) = 0,68(f - 0,350)^{0,52}$ (2) [35].

наблюдается увеличение $I_E(\omega)$. Немонотонность частотной зависимости, как предполагают авторы работы [35], является результатом существования двух механизмов релаксации разбаланса заряда: один из которых обеспечивает уменьшение $I_E(\omega)$, а другой — увеличение $I_E(\omega)$ с ростом частоты облучения, причем механизм, обеспечивающий возрастание $I_E(\omega)$, включается при $\omega > \tau_Q^{-1}$, и с ростом частоты облучения становится определяющим.

Таким образом, приведенные в работе [35] результаты частотных исследований процессов проскальзывания фазы в узких и широких пленках наряду с результатами других исследований этих процессов, приведенных в настоящем обзоре, показывают отсутствие различия в их природе.

4. Заключение

В настоящее время по-прежнему интересной остается проблема выяснения особенностей фазового перехода из сверхпроводящего состояния в токовое резистивное состояние пленок различной ширины в отсутствие внешнего магнитного поля. Несмотря на то, что этой теме посвящено огромное количество научных работ, ряд важных вопросов, касающихся широких пленок (для которых ширина w сравнима с глубиной проникновения слабого перпендикулярного магнитного поля λ_{\perp} в пленку), оставался до последнего времени без ответов. Среди них вопрос о природе линий проскальзывания фазы. Эта резистивная фаза возникает при переходе под действием тока широкой вихревой пленки из сверхпроводящего состояния в нормальное при отсутствии внешнего постоянного магнитного поля. Не было четкого ответа на вопрос, что представляет собой ЛПФ: это полный двумерный аналог ЦПФ или своеобразное образование, являющееся следствием движения вихрей. Оставался невыясненным также вопрос, каким образом механизмы резистивности, обусловленные ЛПФ и динамическим смешанным состоянием, формируют ВАХ пленок: эти механизмы сосуществуют при любом транспортном токе больше критического или один механизм сменяет другой. Отметим также, что до последнего времени оставался вопрос выбора теории, адекватно описывающей резистивное токовое состояние широкой пленки, обусловленное движением вихрей.

В настоящем обзоре сделана попытка дать ответы на все эти вопросы. Экспериментально установлено, что в пленках, ширина которых $w > 10\lambda_{\perp}(T)$, критический ток $I_c^{AL}(T) = 1,5I_c^{GL}(0)(\pi\lambda_{\perp}(0)/w)^{1/2}(1-T/T_c)$, что соответствует теории Асламазова–Лемпицкого. Показано, что вихревые участки экспериментальных ВАХ и их параметры для широких сверхпроводящих пленок довольно хорошо описываются асимптотическими формулами теории вихревого резистивного со-

стояния Асламазова–Лемпицкого, которая долгое время не находила надежного подтверждения.

Установлено, что ток неустойчивости I_I в широких пленках, физическая природа которого была неясна, является максимальным током существования вихревого резистивного состояния, который в теории Асламазова–Лемпицкого обозначается I_m . Экспериментально доказано, что при токах $I > I_m$ в широких пленках вихревой механизм резистивности отсутствует, а линии проскальзывания фазы в широких пленках имеют невихревую природу. Установлено, что токовое резистивное состояние широкой пленки обусловлено двумя альтернативными механизмами, которые возникают последовательно один за другим: проникновение в пленку и движение поперек нее пирловских вихрей магнитного поля тока, возникновение процессов проскальзывания фазы сверхпроводящего параметра порядка. Показано, что состояния или фазы S–N перехода широкой пленки с ростом транспортного тока выглядят следующим образом: *сверхпроводящее состояние* при малом токе $I < I_c$; *резистивное вихревое состояние* при $I_c < I < I_m$; *критическое состояние*, обусловленное возникновением неустойчивости стационарной картины вязкого движения вихрей при $I = I_m$; *безвихревое резистивное состояние с линиями проскальзывания фазы* при $I_m < I < I_{cn}$; *нормальное состояние* при токе, большем верхнего критического тока I_{cn} ($I > I_{cn} \gg I_m$).

Показано, что при облучении широкой сверхпроводящей пленки электромагнитным полем с мощностью больше критической P_c в ней возникают линии проскальзывания фазы, сопротивление которых зависит от частоты облучения.

Результаты исследований ЛПФ в широких пленках аналогичны результатам исследований ЦПФ в узких каналах, что указывает на идентичность процессов проскальзывания фазы в этих двух объектах исследований.

В заключение хотелось бы отметить следующее. Достаточно много статей, в том числе и обзорных (см., например, [129]), посвящено исследованию критического состояния широких пленок. Понятие критического состояния, введенное Бином [130], широко используется для описания различных физических явлений в вихревой фазе сверхпроводников второго рода с пиннингом вихрей. В нашем обзоре обсуждаются эксперименты на пленках с пренебрежительно слабым пиннингом, в которых модель критического состояния не реализуется.

Автор выражает искреннюю благодарность Е.В. Безуглому, чьи советы и замечания помогли изложить физическую сущность резистивного токового состояния широких пленок.

1. Л.Г. Асламазов, С.В. Лемпицкий, *ЖЭТФ* **84**, 2216 (1983) [*Sov. Phys. JETP* **57**, 1291 (1983)].
2. А.И. Ларкин, Ю.И. Овчинников, *ЖЭТФ* **61**, 1221 (1971) [*Sov. Phys. JETP* **34**, 651 (1972)].

3. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Т.В. Саленкова, Е.В. Христенко, *ФНТ* **31**, 169 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 127 (2005)].
4. И.В. Золочевский, *ФНТ* **37**, 1231 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 979 (2011)].
5. W.J. Skocpol, M.R. Beasley, and M.H. Tinkham, *J. Low Temp. Phys.* **16**, 145 (1974).
6. Б.И. Ивлев, Н.Б. Копнин, *УФН* **142**, 435 (1984) [*Sov. Phys. Usp.* **27**, 206 (1984)].
7. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, *ФНТ* **35**, 475 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 370 (2009)].
8. П.Г. Де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, Мир, Москва (1968) [P.G. de Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, Benjamin, New York (1966)].
9. В.Л. Гинзбург, Л.Д. Ландау, *ЖЭТФ* **20**, 1064 (1950).
10. В.Л. Гинзбург, *Доклады Акад. Наук СССР* **118**, 464 (1958).
11. J. Bardeen, *Rev. Mod. Phys.* **34**, 667 (1962).
12. R.H. Parmenter, *RCA Rev.* **23**, 323 (1962).
13. R.H. Parmenter and L.J. Berton, *RCA Rev.* **25**, 596 (1964).
14. К. Маки, *Progr. Theor. Phys.* **29**, 333 (1963).
15. К. Маки, *Progr. Theor. Phys.* **31**, 731 (1964).
16. Ю.Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **56**, 1590 (1969).
17. М.Ю. Куприянов, В.Ф. Лукичев, *ФНТ* **6**, 445 (1980) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **6**, 210 (1980)].
18. В.П. Андрацкий, Л.М. Грундель, В.Н. Губанков, Н.Б. Павлов, *ЖЭТФ* **65**, 1591 (1973) [*Sov. Phys. JETP* **38**, 794 (1974)].
19. В.П. Галайко, В.М. Дмитриев, Г.Е. Чурилов, *ФНТ* **2**, 299 (1976) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **2**, 148 (1976)].
20. W.J. Skocpol, *Phys. Rev. B* **14**, 1045 (1976).
21. J. Pearl, *Appl. Phys. Lett.* **5**, 65 (1964).
22. R. Glover and H. Coffey *Rev. Mod. Phys.* **36**, 299 (1964).
23. К.К. Лихарев, *Изв. Вузов, Радиофизика* **14**, 909 (1971).
24. E.V. Bezuglyi, *arXiv:1402.0230* (2014).
25. К.К. Лихарев, *Изв. Вузов, Радиофизика* **14**, 919 (1971).
26. Л.Е. Мусиенко, В.И. Шнырков, В.Г. Волоцкая, И.М. Дмитренко, *ФНТ* **1**, 413 (1975) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **1**, 205 (1975)].
27. S.V. Kaplan, *J. Low Temp. Phys.* **37**, 343 (1979).
28. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Т.В. Саленкова, *ФНТ* **35**, 1089 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 849 (2009)].
29. А.Б. Агафонов, В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, *ФНТ* **27**, 928 (2001) [*Low Temp. Phys.* **27**, 686 (2001)].
30. V.M. Dmitriev and I.V. Zolochevskii, *Supercond. Sci. Technol.* **19**, 342 (2006).
31. И.В. Золочевский, *ФНТ* **36**, 1291 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 1042 (2010)].
32. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Е.В. Безуглый, *ФНТ* **34**, 1245 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 982 (2008)].
33. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, *ФНТ* **33**, 849 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 647 (2007)].
34. V.M. Dmitriev, I.V. Zolochevskii, E.V. Bezuglyi, and D.S. Kondrashev, *Supercond. Sci. Technol.* **20**, 891 (2007).
35. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, *ФНТ* **35**, 1187 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 922 (2009)].
36. E.V. Bezuglyi and I.V. Zolochevskii, *ФНТ* **36**, 1248 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 1008 (2010)].
37. V.M. Dmitriev, I.V. Zolochevskii, E.V. Bezuglyi, and D.S. Kondrashev, *Acta Phys. Polonica A* **114**, 257 (2008).
38. P.W. Anderson and Y.B. Kim, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 39 (1964).
39. И.М. Дмитренко, *В мире сверхпроводимости*, Наукова думка, Киев (1981).
40. Л.П. Горьков, Н.Б. Копнин, *УФН* **116**, 413 (1975).
41. А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **73**, 299 (1977).
42. А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **68**, 1915 (1975).
43. В.Г. Волоцкая, И.М. Дмитренко, А.Г. Сиваков, *ФНТ* **10**, 347 (1984) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **10**, 179 (1984)].
44. В.Г. Волоцкая, И.М. Дмитренко, Л.Е. Мусиенко, А.Г. Сиваков, *ФНТ* **7**, 383 (1981) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **7**, 188 (1981)].
45. P. Tholfsen and H. Meissner, *Phys. Rev.* **185**, 653 (1969).
46. H. Meissner, *J. Low Temp. Phys.* **2**, 267 (1970).
47. A. Weber and L. Kramer, *J. Low Temp. Phys.* **84**, 289 (1991).
48. A. Andronov, I. Gordion, V. Kurin, I. Nefedov, and I. Shereshevsky, *Physica C* **213**, 193 (1993).
49. T. Ogushi and Y. Shibuya, *J. Phys. Soc. Jpn.* **32**, 400 (1972).
50. J.W. Ekin, B. Serin, and J.R. Clem, *Phys. Rev. B* **9**, 912 (1974).
51. I. Giaver, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 825 (1965).
52. P.E. Cladis, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1238 (1968).
53. A.G. Sivakov, A.P. Zhuravel, O.G. Turutanov, and I.M. Dmitrenko, *Czech. J. Phys.* **46**, 877 (1996).
54. И.М. Дмитренко, *ФНТ* **22**, 849 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 648 (1996)].
55. J.D. Meyer and G.V. Minnigerode, *Phys. Lett. A* **38**, 529 (1972).
56. J.D. Meyer, *Appl. Phys.* **2**, 303 (1973).
57. М.Н. Тинкхам, *Phys. Rev.* **129**, 2413 (1963).
58. И.М. Дмитренко, А.А. Шабло, Л.Е. Колинко, *Тр. 10-й Междунар. конф. по физике низких температур*, Москва, (1966), т. 2, с. 355.
59. Е.В. Ильичев, В.И. Кузнецов, В.А. Тулин, *Письма в ЖЭТФ* **56**, 297 (1992) [*JETP Lett.* **56**, 295 (1992)].
60. A. Kulikovskiy, Kh. Erganokov, and H. Bielska-Lewandowska, *J. Low Temp. Phys.* **106**, 213 (1997).
61. W. Klein, R.P. Huebener, S. Gauss, and J. Parisi, *J. Low Temp. Phys.* **61**, 413 (1985).
62. Л.Е. Мусиенко, И.М. Дмитренко, В.Г. Волоцкая, *Письма в ЖЭТФ* **31**, 603 (1980) [*JETP Lett.* **31**, 567 (1980)].
63. A.V. Samoilov, M. Konczykowski, N.C. Yeh, S. Berry, and C.C. Tsuei, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4118 (1995).
64. F. Lefloch, C. Hoffmann, and O. Demolliens, *Physica C* **319**, 258 (1999).
65. D. Babič, J. Bentner, C. Sürgers, and C. Strunk, *Phys. Rev. B* **69**, 092510 (2004).
66. D.Y. Vodolazov and F.M. Peeters, *Phys. Rev. B* **76**, 014521 (2007).
67. С.В. Лемпицкий, *ЖЭТФ* **90**, 793 (1986) [*Sov. Phys. JETP* **63**, 462 (1986)].

68. L. Kramer and R.J. Watts-Tobin, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 1041 (1978).
69. R.J. Watts-Tobin, Y. Krähenbühl, and L. Kramer, *J. Low Temp. Phys.* **42**, 459 (1981).
70. A.G. Sivakov, A.P. Zhuravel, O.G. Turutanov, and I.M. Dmitrenko, *Appl. Surf. Sci.* **106**, 390 (1996).
71. В.П. Галайко, *ЖЭТФ* **68**, 223 (1975) [*Sov. Phys. JETP* **41**, 108 (1975)].
72. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Е.В. Христенко, *ФНТ* **27**, 227 (2001) [*Low Temp. Phys.* **27**, 165 (2001)].
73. W.W. Webb, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **13**, 379 (1968).
74. A.B. Pippard, J.G. Shepherd, and D.A. Tindall, *Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A* **324**, 17 (1971).
75. J.S. Langer and V. Ambegaokar, *Phys. Rev.* **164**, 498 (1967).
76. T.J. Rieger, D.J. Scalapino, and J.E. Mercereau, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1787 (1971).
77. T.J. Rieger, D.J. Scalapino, and J.E. Mercereau, *Phys. Rev. B* **6**, 1734 (1972).
78. B.D. Josephson, *Phys. Lett.* **1**, 251 (1962).
79. R. Tidecks and G.V. Minnigerode, *Phys. Status Solidi A* **52**, 421 (1979).
80. Г.Е. Чурилов, Д.А. Дикин, В.М. Дмитриев, В.Н. Светлов, *ФНТ* **17**, 185 (1991) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **17**, 96 (1991)].
81. T.M. Klapwijk and J.E. Mooij, *Phys. Lett. A* **57**, 97 (1976).
82. T.M. Klapwijk, M. Supers, and J.E. Mooij, *J. Low Temp. Phys.* **27**, 801 (1977).
83. M. Stuiyinga, C.L.G. Ham, T.M. Klapwijk, and J.E. Mooij, *J. Low Temp. Phys.* **53**, 633 (1983).
84. J.D. Meyer and R. Tidecks, *Solid State Commun.* **24**, 639 (1977).
85. J.D. Meyer and R. Tidecks, *Solid State Commun.* **24**, 643 (1977).
86. J.M. Aronstein and M. Tinkham, *J. Low Temp. Phys.* **51**, 189 (1983).
87. J.D. Meyer and R. Tidecks, *Solid State Commun.* **18**, 305 (1976).
88. G. Slama and R. Tidecks, *Solid State Commun.* **44**, 425 (1982).
89. Е.В. Безуглый, Е.И. Братусь, В.П. Галайко, *ФНТ* **3**, 1010 (1977) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **3**, 491 (1977)].
90. G.J. Dolan and L.D. Jackel, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1628 (1977).
91. Б.И. Ивлев, Н.Б. Копнин, Л.А. Маслова, *ЖЭТФ* **78**, 1963 (1980) [*Sov. Phys. JETP* **51**, 986 (1980)].
92. Б.И. Ивлев, Н.Б. Копнин, Л.А. Маслова, *ФТТ* **22**, 252 (1980) [*Sov. Phys. Solid State* **22**, 149 (1980)].
93. В.И. Ivlev and N.B. Kopnin, *J. Low Temp. Phys.* **44**, 453 (1981).
94. Б.И. Ивлев, Н.Б. Копнин, *Письма в ЖЭТФ* **28**, 640 (1978) [*JETP Lett.* **28**, 592 (1978)].
95. Г.Е. Чурилов, А.Б. Агафонов, Д.А. Дикин, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **24**, 737 (1998) [*Low Temp. Phys.* **24**, 555 (1998)].
96. А.Г. Сиваков, А.П. Журавель, И.М. Дмитренко, В.Г. Волоцкая, О.А. Корецкая, *СФХТ* **5**, 1746 (1992).
97. И.М. Дмитренко, В.Г. Волоцкая, А.Г. Сиваков, *ФНТ* **9**, 151 (1983) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **9**, 76 (1983)].
98. А.Г. Сиваков, В.Г. Волоцкая, *ФНТ* **11**, 547 (1985) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **11**, 300 (1985)].
99. И.М. Дмитренко, А.Г. Сиваков, В.Г. Волоцкая, *ФНТ* **9**, 994 (1983) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **9**, 515 (1983)].
100. A.G. Sivakov, A.M. Glukhov, A.N. Omelyanchouk, Y. Koval, P. Müller, and A.V. Ustinov, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 267001 (2003).
101. S. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 80 (1963).
102. P.W. Anderson and A.H. Dayem, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 195 (1964).
103. C.C. Grimes and S. Shapiro, *Phys. Rev.* **169**, 397 (1968).
104. D.E. McCumber, *J. Appl. Phys.* **39**, 2503 (1968).
105. D.E. McCumber, *J. Appl. Phys.* **39**, 3113 (1968).
106. W.C. Stewart, *Appl. Phys. Lett.* **12**, 277 (1968).
107. P. Russer, *J. Appl. Phys.* **43**, 2008 (1972).
108. В.И. Кузнецов, В.А. Тулин, *ЖЭТФ* **113**, 1364 (1998) [*Sov. Phys. JETP* **86**, 745 (1998)].
109. Б.И. Ивлев, *ЖЭТФ* **72**, 1197 (1977) [*Sov. Phys. JETP* **45**, 626 (1977)].
110. Е.В. Гинзбург, Б.З. Спивак, *ЖЭТФ* **80**, 2013 (1980) [*Sov. Phys. JETP* **53**, 1047 (1980)].
111. В.М. Дмитриев, Е.В. Христенко, *Письма в ЖЭТФ* **29**, 758 (1979) [*JETP Lett.* **29**, 697 (1979)].
112. Ю.И. Латышев, Ф.Я. Надь, *Письма в ЖЭТФ* **26**, 488 (1977) [*JETP Lett.* **26**, 354 (1977)].
113. Yu.I. Latyshev and F.Ya. Nad', *J. Phys. Colloques* **39**, C6-531 (1978).
114. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Е.В. Христенко, *ФНТ* **14**, 134 (1988) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **14**, 73 (1988)].
115. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, В.П. Скляров Е.В. Христенко, *ФНТ* **14**, 547 (1988) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **14**, 302 (1988)].
116. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Е.В. Христенко, *ФНТ* **12**, 643 (1986) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **12**, 365 (1986)].
117. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Е.В. Христенко, *ФНТ* **12**, 540 (1986) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **12**, 305 (1986)].
118. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Е.В. Христенко, *ФНТ* **10**, 777 (1984) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **10**, 409 (1984)].
119. С.К. Толпыго, В.А. Тулин, *Письма в ЖЭТФ* **28**, 686 (1978) [*JETP Lett.* **28**, 638 (1978)].
120. С.К. Толпыго, В.А. Тулин, *ЖЭТФ* **78**, 2352 (1980) [*Sov. Phys. JETP* **51**, 1182 (1980)].
121. P.J.M. Bentum, J.W. Gerritsen, and P. Wyder, *Solid State Commun.* **56**, 943 (1985).
122. В.И. Кузнецов, В.А. Тулин, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 992 (1995) [*JETP Lett.* **61**, 1026 (1995)].
123. Г.М. Элиашберг, *ЖЭТФ* **61**, 1254 (1971) [*Sov. Phys. JETP* **34**, 668 (1972)].
124. С.Н. Артеменко, А.Ф. Волков, *УФН* **128**, 3 (1979) [*Sov. Phys. Usp.* **22**, 295 (1979)].
125. A.M. Kadin, L.N. Smith, and W.J. Skocpol, *J. Low Temp. Phys.* **38**, 497 (1980).
126. B.A. Mattoo and Y. Singh, *Pramana J. Phys.* **19**, 483 (1982).
127. N.M. Rugheimer, A. Lehoczky, and C.V. Briscoe, *Phys. Rev.* **154**, 414 (1967).

128. И.О. Кулик, *ФНТ* **5**, 1391 (1979) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **5**, 656 (1979)].
129. Г.П. Микитик, *ФНТ* **36**, 17 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 13 (2010)].
130. С.Р. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 250 (1962).

The resistive states of wide superconducting films
caused by dc and ac currents
(Review Article)

I.V. Zolocheskii

The review is devoted to the research of resistive state in wide superconducting films due to direct and alternating currents in the absence of an external magnetic field. It has been found experimentally that the IV-characteristics and their parameters are well described by the Aslamazov–Lempitsky theory of resistive vortex state in the range of existence of the film vortex state, which has long been lacking a reliable support. There is experimental evidence that the vortex current resistivity mechanism is absent at currents greater than the maximum current of the existence of

the resistive vortex state in wide films. The nonvortex nature of phase slip lines (PSL) in wide films is proved experimentally. It is shown that phase-slip lines arise in a wide superconducting film irradiated with an external microwave field whose power exceeds the critical value. The resistance of these phase slip lines depends on irradiation frequency. The PSL results obtained in wide films are similar to the phase slip centers ones taken in narrow channels, suggesting the identical nature of the phase-slip processes in these two objects. It is found that the current resistive state of a wide film is due to two alternative mechanisms that occur one after the other. These are a penetration of the Pearl vortices of magnetic field of current into the film and their motion across it, and the emergence of phase-slip lines of the superconducting order parameter.

PACS: 74.25.Sv Critical currents;
74.25.Dw Superconductivity phase diagrams;
74.40.Gh Nonequilibrium superconductivity.

Keywords: wide superconducting films, critical current, microwave irradiation, vortex resistivity, phase-slip lines.