

ИНДУЦИРОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ЛИНИЙ ПРОСКАЛЬЗЫВАНИЯ ФАЗЫ В ТОНКОЙ ШИРОКОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ПЛЕНКЕ

В.И.Кузнецов, В.А.Тулин¹⁾

*Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов
Российской Академии наук*

142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 13 апреля 1995 г.

После переработки 17 мая 1995 г.

В широких сверхпроводящих пленках, в которых разрушение сверхпроводимости постоянным током связано с образованием линий проскальзывания фазы (ЛПФ), экспериментально обнаружено возникновение ЛПФ, индуцированных высокочастотным полем. Рассмотрены особенности расслоения пленки на сверхпроводящие и неоднородные изотермические неравновесные области (ЛПФ) при электромагнитном облучении.

1. В тонких сверхпроводящих пленках при пропускании тока, большего критического ($I > I_c$), и при температурах, близких к критической ($T < T_c$), возможно фазовое расслоение пленки на сверхпроводящие и неравновесные пространственно локализованные области. Эти области, в которых модуль параметра порядка сверхпроводника $|\Delta|$ периодически обращается в нуль, а фаза параметра порядка изменяется на $2\pi n$ (n – целое число), называются центрами проскальзывания фазы (ЦПФ) [1] в узких пленках шириной меньше длины когерентности ($w < \xi(T)$). В широких пленках ($w > \xi(T)$) при температурах, близких к T_c и хорошем теплоотводе могут образовываться почти изотермические неравновесные неоднородные области с длиной, равной удвоенной глубине проникновения продольного электрического поля в сверхпроводник $2l_E$ (линии проскальзывания фазы).

Большое количество работ посвящено изучению возникновения ЦПФ [1]. Основные экспериментальные исследования по линиям проскальзывания фазы (ЛПФ) представлены в [2]. Нам известна только одна теоретическая работа о рождении ЛПФ при пропускании постоянного тока через пленку [3]. В связи с открытием "азотных" сверхпроводников, вновь возник интерес к созданию приборов, работающих на явлении переключения из сверхпроводящего состояния в резистивное. Образование ЛПФ является возможной реализацией резистивного состояния. В широких пленках, кроме ЛПФ, существуют вихри магнитного потока. Движение вихрей может влиять на динамику ЛПФ, а сами линии проскальзывания фазы могут влиять на динамику вихрей [4]. В настоящее время экспериментальные исследования ЛПФ не являются полными для понимания их физики. Из [2,5,6] следует, что ЛПФ в широких пленках имеют некоторые сходства с ЦПФ в узких пленках. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) образцов, содержащих ЛПФ, имеют ступенчатый характер и состоят из серии линейных участков с сопротивлением, кратным сопротивлению одной ЛПФ, то есть $R \approx nR_0$. Сопротивление по току одной ЛПФ (как

¹⁾e-mail: tulin@iptm3.sherna.msk.su

и ЦПФ) есть $R_0 = 2\rho_n l_E / wd$ [1,2], где ρ_n – удельное сопротивление пленки в нормальном состоянии, d – толщина пленки.

Глубина проникновения электрического поля определяется различными механизмами релаксации разбаланса заселенностей электронно-подобной и дырочно-подобной ветвей квазичастичного спектра сверхпроводника. В теоретических работах для ЦПФ эти механизмы рассматриваются, например, в [7,8]. В работах [5,6] в широких пленках экспериментально рассмотрены случаи реализации механизма перемешивания обеих ветвей спектра за счет неупругих электрон-фононных столкновений и случай так называемого упругого механизма, который является определяющим при достаточно сильном токе конденсата. Исследование температурных зависимостей сопротивления ЛПФ позволяет определить, какой механизм взаимной конверсии дырки и электрона, приводящий к проникновению неоднородного электрического поля в сверхпроводник, играет основную роль. До сих пор экспериментально не была изучена динамика ЛПФ в широких пленках при высокочастотном облучении. Это и является целью работы.

2. Образцы представляли собой оловянные пленки шириной $w = 70$ мкм, толщиной $d \sim 1000 \text{ \AA}$ и длиной $L = 2$ мм. Пленки были напылены термически на полированные кремниевые подложки. Образец помещался в 8-миллиметровый волновод, причем плоскость подложки была параллельна электрической составляющей высокочастотного электромагнитного поля частотой 30 ГГц. Записывались ВАХ образца на постоянном токе при температурах, близких к критической, при различных уровнях мощности облучения. Заметим, что при настройке генератора излучения в каждом новом цикле измерений менялась максимальная выходная мощность P_{max} . Мы вычисляли сопротивление ЛПФ по наклону первого видимого (иногда второго и третьего) линейного участка ВАХ, близкого к критическому току.

3. Для определения механизма проникновения неоднородного продольного поля в сверхпроводящую пленку мы исследовали температурную зависимость сопротивления первой линии проскальзывания фазы в отсутствие облучения. Эта зависимость имела немонотонный характер, аналогично [5]. В области изотермичности сопротивление определялось глубиной проникновения электрического поля $l_E = \sqrt{D\tau_Q} = \sqrt{D\tau_e 4kT/\pi|\Delta|}$, где D – коэффициент диффузии, τ_Q – время релаксации асимметрии заселенностей ветвей квазичастичного спектра, τ_e – время неупругого электрон-фононного рассеяния. Тогда $l_E = g(D\tau_e)^{1/2}(1-t)^{-1/4}$ вблизи T_c , где $t = T/T_c$, $g \approx 1$. Для наших образцов с длиной свободного пробега $l \approx 300 \text{ \AA}$, $T_c \approx 3,9 \text{ К}$, $\tau_e \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ с}$ и $\rho_n l \approx 1,6 \cdot 10^{-11} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ [5] температурная зависимость l_E , определенная из $R_0(T)$, была близка к представленной выше. Следовательно, для наших пленок в области изотермичности проникновение продольного электрического поля связано в основном с неупругим электрон-фононным механизмом выравнивания разбаланса заселенностей электронно- и дырочноподобных ветвей.

4. Результаты во всех циклах измерений были схожи для разных пленок, поэтому на рисунках представлены характерные наиболее подробные зависимости не из одного цикла. На рис.1 показаны ВАХ одного из образцов в зависимости от мощности облучения при температуре, близкой к T_c . На вставке к рис.1 помещена ВАХ необлученного образца, включая две ступени. Сначала с увеличением мощности может происходить увеличение критического тока. Возможно, это связано со стимулированием сверхпроводимости [10]. На-

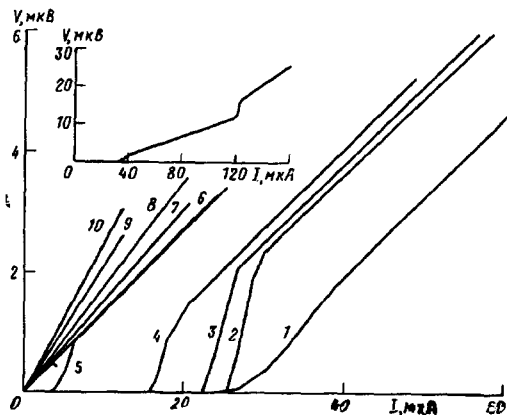


Рис.1. Начальные участки ВАХ при изменении мощности облучения в интервале подавления критического тока и возрастания сопротивления первого линейного участка от R_0 до $\approx 2R_0$. Кривая 1 – 70 дБ, 2 – 24 дБ, 3 – 23 дБ, 4 – 20 дБ 5 – 19,3 дБ, 6 – 19,1 дБ, 7 – 17,3 дБ, 8 – 16,4 дБ, 9 – 15,4 дБ, 10 – 13,9 дБ (затухание в децибелах); $T = 3,89$ К, $P_c/P_{max} = -19,1$ дБ, $\omega/2\pi = 30$ ГГц. На вставке – ВАХ образца без облучения, включающая две ступени ЛПФ; $T = 3,87$ К

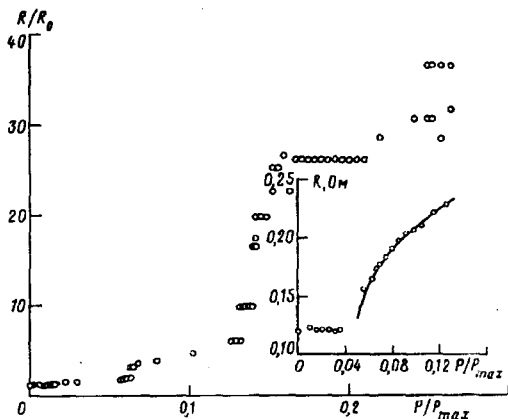


Рис.2. Зависимость нормированного сопротивления первой видимой ступени ЛПФ вблизи $I = 0$ от относительной мощности облучения. $T \approx 3,88$ К, $R_0 \approx 0,12$ Ом, $P_c/P_{max} \approx 0,01$. На вставке – зависимость сопротивления пленки от относительной мощности облучения в области изменения R от R_0 до $\approx 2R_0$. $T \approx 3,88$ К, $R_0 \approx 0,12$ Ом, $P_c/P_{max} \approx 0,05$. Непрерывная кривая: $R = R_0 + b(P/P_{max} - P_c/P_{max})^{1/2}$, где $b \approx 0,4$ Ом. Эта зависимость измерена в следующем цикле эксперимента, поэтому значение P_{max} другое

чая с некоторой мощностью (≈ -24 дБ), критический ток заметно подавляется и в интервале нескольких дБ критический ток зануляется. Мощность P_c , при которой $I_c = 0$, назовем критической мощностью. R_0 почти не меняется при мощностях, меньших P_c . Начальный участок ВАХ при $P > P_c$ является линейным и гистерезис при записи ВАХ туда и обратно практически отсутствовал. Несмотря на отсутствие критического тока, ступенчатая структура ВАХ сохраняется вплоть до мощности облучения, при которой сопротивление пленки равно сопротивлению в нормальном состоянии. Аналогичные характеристики были и в режиме без стимуляции сверхпроводимости.

5. На рис.2 показана зависимость нормированного сопротивления R/R_0 от относительной мощности облучения P/P_{max} , где R – сопротивление первого, близкого к критическому току, линейного участка ВАХ. R_0 – сопротивление одной линии проскальзывания фазы без облучения. В случае без критического тока сопротивление определялось в окрестности тока, близкого к нулю. Измерения проведены в температурном интервале, в котором перегревные явления на постоянном токе слабы, то есть в области изотермичности. Нормированное сопротивление растет с увеличением мощности, в основном, скачкообразно и после скачка равно целому числу. Некоторая неоднозначность зависимости объясняется тем, что при повторных записях существовал разброс по мощностям перескока на n -ступень. Кроме того, при некоторых мощностях состояния с n - и $n+t$ -линиями проскальзывания фазы, где n и t – целые числа, имели близкую вероятность. Образец перескакивал из одного состояния в другое. На

рис.2 также указаны отдельные точки, соответствующие второй или третьей видимой линейной ступени. В некоторых интервалах мощностей сопротивление первой близкой к нулю ступени росло плавно, но затем испытывало более или менее выраженный скачок в состоянии с n целым числом ЛПФ. Мы построили экспериментальную зависимость сопротивления от P/P_{max} в интервале плавного возрастания от R_0 до значения $\leq 2R_0$ для одного из образцов (рис.2, вставка). Эти данные можно аппроксимировать корневой зависимостью $R = b(P/P_{max} - P_c/P_{max})^k + R_0$, где $k \approx 0,5$, $b - \text{const}$. Подобные зависимости имели место и для других пленок.

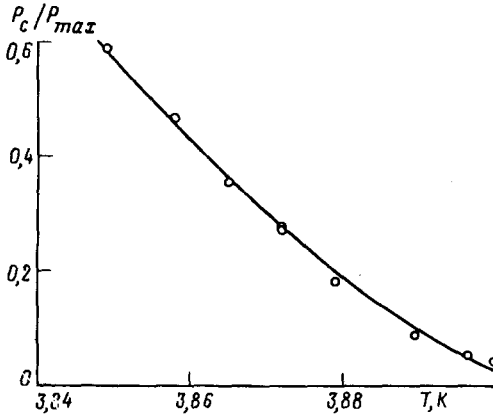


Рис.3. Температурная зависимость относительной критической мощности в области температур, близких к критической. $T_c \approx 3,9$ К. Непрерывная кривая: $P_c/P_{max} = h(1 - T/T_c)^{3/2}$, где $h \approx 300$

6. Таким образом, впервые в широких сверхпроводящих пленках обнаружено фазовое расслоение на сверхпроводящие и неравновесные области (ЛПФ), индуцированное высокочастотным облучением. "Высокочастотное" расслоение имеет сходство с "токовым" расслоением. О возможности "высокочастотного" расслоения в случае стимуляции сверхпроводимости в узких каналах говорилось в [11]. Для того чтобы прояснить физическую картину процесса и сравнить с теорией [11] и экспериментом [12] для узких пленок, где реализуются ЦПФ, мы построили температурную зависимость относительной критической мощности $P_c/P_{max}(T)$. Эта зависимость вблизи T_c имеет вид $P_c/P_{max} \sim (1 - T/T_c)^{3/2}$ рис.3). Однако эта зависимость была близка к линейной при температурах, более отдаленных от критической, и несколько больших мощностях. В этом случае могло нарушаться условие изотермичности. Зависимость $P_c/P_{max} \sim (1 - T/T_c)^{3/2}$ согласуется со следующими экспериментальными фактами: 1) критический ток без облучения $I_c(0)$ и критическая мощность P_c/P_{max} имеют одинаковую температурную зависимость вблизи T_c ; 2) критический ток при облучении $I_c(P/P_{max})$ грубо линейно зависит от мощности вблизи T_c и P , близких к P_c .

Но при очень близких к T_c температурах и малых мощностях эта зависимость имела вид $I_c(P/P_{max}) = I_c(0) - c(P/P_{max})^{1/2}$, где $c - \text{const}$. В работе [13] при малых мощностях зависимость $I_c(P/P_{max})$ близка к квадратичной. Различной природы неустойчивости, приводящие к разрушению сверхпроводимости, имеют различную температурную зависимость критической мощности. В [11] относительная критическая мощность высокочастотного расслоения пленки в условиях стимуляции сверхпроводимости в узких пленках пропорциональна $1 - T/T_c$. В случае реализации неустойчивости за счет тока распаривания

$P_c \sim (1 - T/T_c)^3$, при движении вихрей $P_c \sim (1 - T/T_c)^2$, в сильном параллельном поле $P_c \sim 1 - T/T_c$ [14]. В [13] для тонкой пленки с транспортным током и СВЧ облучением без учета прозрачности пленки $P_c \sim 1 - T/T_c$. Из-за неравновесности щели очень близко от T_c можно ожидать других температурных зависимостей P_c . В теориях [11,13] рассматриваются однородные пленки, которые при достижении критической мощности облучения P_c переходят в нормальное состояние [13] или в неоднородное состояние с фазовым расслоением на ЦПФ, причем неравновесные области сразу же заполняют образец по всей его длине с определенным периодом [11]. У нас количество ЛПФ, образующихся на неоднородностях пленки, последовательно растет с увеличением мощности облучения, большей P_c , так же как в [12]. Однако зависимость $P_c(T)$ отличается от известных из [11-14].

7. Кроме того, существуют следующие различия:

1) Переход от мощности, когда начинает подавляться критический ток, до мощности, когда средний критический ток $I_c = 0$, растянут и составляет ≈ 5 дБ (рис.1), а в работе [12] $\approx 0,5$ дБ. Интервал перехода зависит от абсолютной мощности облучения и может быть большим для других измерений.

2) Сопротивление одной линии проскальзывания фазы $R_0 \sim I_E$, скорее всего, не меняется при увеличении мощности на частоте облучения 30 ГГц, а сопротивление (R) первой ступени ВАХ образца с ЛПФ растет благодаря рождению новых линий проскальзывания фазы. В работе [12] сопротивление R_0 облученного образца уменьшалось на 30%. Из независимости R_0 от мощности следует, что и температурная зависимость R_0 не связана с высокочастотным облучением на этой частоте. Таким образом, облучение не влияет на реализацию неупругого механизма релаксации разбаланса заселенностей электронно-дырочноподобных ветвей квазичастичного спектра.

3) Наряду с дискретным ростом сопротивления от мощности существуют области плавного роста R (вставка к рис.2). Возрастание сопротивления от R_0 до значения $\approx 2R_0$ можно объяснить постепенным возникновением второй ЛПФ, которое связано с рождением вихрей Абрикосова высокочастотным магнитным полем. Движение этих вихрей под действием измерительного тока дает дополнительный вклад к R . Экспериментальная зависимость этого вклада имеет вид

$$R_{flow} = R - R_0 = b(P/P_{max} - \dot{P}_c/P_{max})^{1/2},$$

где b - const. Мощность P_c , при которой критический ток исчезает, скорее всего, совпадает с мощностью, при которой начинается движение вихрей. Вероятно, движение вихрей, рожденных высокочастотным электромагнитным полем, заканчивается образованием другой ЛПФ. Однако многие последующие ЛПФ образуются без участия вихрей скачкообразно. Другой причиной непрерывного роста R может являться подавление параметра порядка. В этом случае $\delta R = R - R_0 \sim \delta I_E \sim \delta \Delta / \Delta \sim \bar{A}_\omega^2 \sim P$ [15], где \bar{A}_ω - средняя амплитуда векторного магнитного потенциала электромагнитного поля. По нашим представлениям, мы работали при меньших мощностях. Измерения без облучения проводились в интервале изотермичности ЛПФ. При небольшой облучающей мощности также отсутствовал гистерезис, поэтому непрерывный рост сопротивления первого линейного участка от R_0 до $\approx 2R_0$, скорее всего, не связан с тепловым перегревом.

8. Итак, в широких сверхпроводящих пленках обнаружено фазовое расщепление на линии проскальзывания фазы, индуцированное высокочастотным полем при мощности, большей критической P_c , причем вблизи критической температуры $P_c \sim (1 - T/T_c)^{3/2}$. Увеличение сопротивления пленки с увеличением мощности происходит, в основном, на величину, кратную сопротивлению единичной ЛПФ без облучения (R_0) и связано с последовательным зарождением новых линий проскальзывания фазы. R_0 и, следовательно, усредненное по времени значение глубины проникновения продольного электрического поля не зависит от мощности облучения на частоте 30 ГГц. Существует дополнительный вклад в сопротивление образца $\delta R \sim (P/P_{max} - P_c/P_{max})^{1/2}$, который, возможно, связан с движением вихрей потока в высокочастотном поле.

-
1. Б.И.Ивлев, Н.Б.Копнин, УФН **142**, 435 (1984).
 2. В.Г.Волоцкая, И.М.Дмитриенко, Л.Е.Мусяенко, А.Г.Сиваков, ФНТ **10**, 347 (1984).
 3. С.В.Лемпицкий, ЖЭТФ **90**, 793 (1986).
 4. А.Г.Сиваков, В.Г.Волоцкая, ФНТ **11**, 547, (1985).
 5. Е.В.Ильичев, В.И.Кузнецов, В.А.Тулин, Письма в ЖЭТФ **56**, 297 (1992).
 6. Е.В.Ильичев, В.И.Кузнецов, В.А.Тулин, ФТТ **35**, 2972 (1993).
 7. Е.В.Безуглый, Н.Н.Братусь, В.П.Галайко, ФНТ **3**, 1010 (1977).
 8. С.Н.Артеменко, А.Ф.Волков, УФН **128**, 3 (1979).
 9. А.М.Kadin, W.J.Skocpol, and M.Tinkham, J. of Low Temp. Physic. **33**, 481 (1978).
 10. Г.М.Элиашберг, Письма в ЖЭТФ **11**, 186 (1970).
 11. Б.И.Ивлев, ЖЭТФ **72**, 1197 (1977).
 12. В.М.Дмитриев, Е.В.Христенко, Письма в ЖЭТФ **29**, 758 (1979).
 13. И.О.Кулик, ЖЭТФ **57**, 600 (1969).
 14. M.Tinkham, Introduction to Superconductivity, McGRAW-HILL, Book Com., 1975.
 15. Л.П.Горьков, Г.М.Элиашберг, ЖЭТФ **55**, 2430 (1968).