

05.4

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА И ТЕПЛОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЕЗИСТИВНОГО СОСТОЯНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК $YBa_2Cu_3O_y$

В.И. Гавриленко, А.Л. Коротков,
В.Я. Косыев, А.В. Кочемасов,
И.Л. Максимов, М.Д. Стриковский

В работе исследовались тонкие ($d \sim 2000 \text{ \AA}$) поликристаллические пленки высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_y$, изготовленные методом импульсного лазерного напыления в среде кислорода на подложке $SrTiO_3$. Переход в сверхпроводящее состояние наблюдался при $T_c \approx 90 \text{ K}$, ширина перехода (по уровню $0.1-0.9$) $\Delta T_n \approx 1 \text{ K}$. Измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) пленок проводились при $T = 77 \text{ K}$ в непрерывном и импульсном ($\tau_{имп} \approx 50 \text{ мкс}$) режимах по четырехзондовой методике. Расстояние между потенциальными контактами 1000 мкм , ширина мостиков $w = 250 \text{ мкм}$. Вблизи критического значения плотности тока j_c наблюдалась экспоненциальная зависимость $E \sim \exp[(j-j_c)/j_0]$, которая при больших значениях тока переходила в степенную $E \sim (j-j_c)^m$, где $m = 4-6$. Величина критической плотности тока j_c определялась по появлению напряжению 1 мкВ на потенциальных контактах и составила $j_c(B=0) \approx 1.6 \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$; величина $j_0 \sim 10^4 \text{ А/см}^2$. Наложение импульсного магнитного поля $B = 1-6 \text{ Тл}$ ($\vec{B} \parallel \vec{j}$) сдвигало ВАХ в область меньших значений j - см. рис. 1. При плотностях тока до $8 \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$ импульсы напряжения на потенциальных электродах сохраняли прямоугольную форму. При больших плотностях тока наблюдалось лавинообразное нарастание напряженности E в течение времени импульса. При $B = 0$ на этот рост $E(t)$ накладывались отчетливо различимые осцилляции, которые не проявлялись при измерениях в магнитном поле (см. вставку к рис. 1). Отметим также, что в сильных магнитных полях порог неустойчивости (крайние точки на ВАХ - рис. 1) наблюдался при существенно большей напряженности электрического поля в образце.

Обсудим физическую картину неустойчивости. Оценка величины магнитного поля вблизи края пленки при $j \approx j_c$ дает $B \approx 60-1000 \text{ Гс}$, что вполне допускает проникновение внешнего поля в сверхпроводник [1]. Дальнейшая динамика вихревой структуры в пленке определяется соотношением силы Лоренца и силы пиннинга, действующих на отдельные вихри или их связки. Вид ВАХ образца (рис. 1) подтверждает применимость данной концепции токового состояния в сверхпроводящих пленках $YBa_2Cu_3O_y$. Так, экспоненциальный участок ВАХ соответствует процессу крипа магнитного потока в сверхпроводнике [2]. Степенное поведение ВАХ, по-видимому, от-

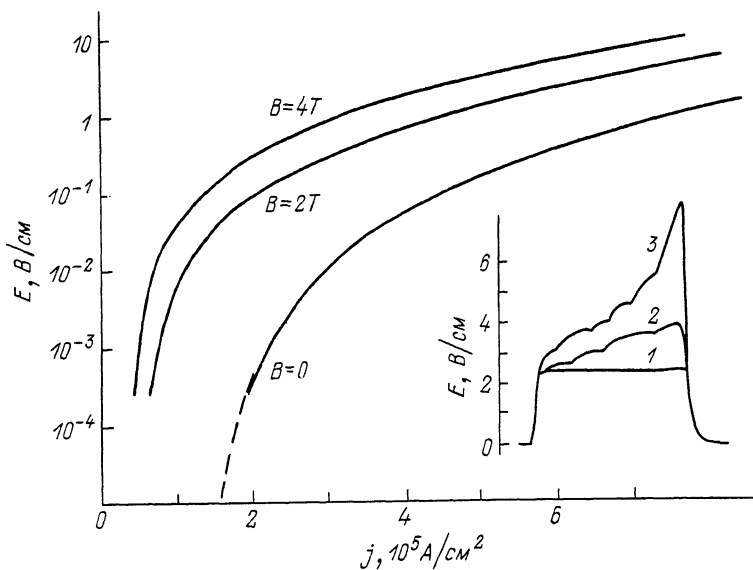


Рис. 1. Импульсные ВАХ пленки $YBa_2Cu_3O_y$. Штриховой линией показана ВАХ на постоянном токе при $B = 0$. На вставке: формы импульсов напряжения на потенциальных контактах (j , 10^5 А/см²; 1 - 8.71, 2 - 8.83, 3 - 8.93).

вечает режиму нелинейного течения магнитного потока и наблюдается только на пленках с высокой критической плотностью тока. Нелинейная ВАХ наблюдалась также в работе [3] на поликристаллах $YBa_2Cu_3O_y$ в узком интервале температур вблизи T_c . Показатель степени m является функцией температуры образца, причем $dm/dT < 0$.

Наблюдавшиеся зависимости $j_c(T)$ хорошо описываются функциями вида $j_c(T) = A(T_c - T)^2$, где $A = 0.5-13$ кА/см² К² (см. рис. 2). Подобная зависимость $j_c(T)$ может быть объяснена в рамках модели неоднородного пиннинга вихрей [4]. Аналогичные результаты наблюдались в работе [5] на поликристаллических пленках $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_4$.

Диссипация энергии при движении вихрей приводит к разогреву образца. Оценка разогрева пленки (вместе с подложкой) за время импульса, полученная в рамках квазистационарного подхода, дает значения $\Delta T_{пл} \sim 1$ К. Однако, ввиду того, что мощность тепловыделения в пленке $\dot{Q} = jE(j, T)d$ является резкой функцией температуры ($\frac{dQ}{dT} > 0$), резистивное состояние может оказаться неустойчивым. Для определения условий возникновения неустойчивости необходимо решить одномерное уравнение теплопроводности с δ -образным источником, линеаризованное по малым возмущениям $\delta T = \bar{T} - T(t)$ квазистационарного профиля температуры $\bar{T}(t)$:

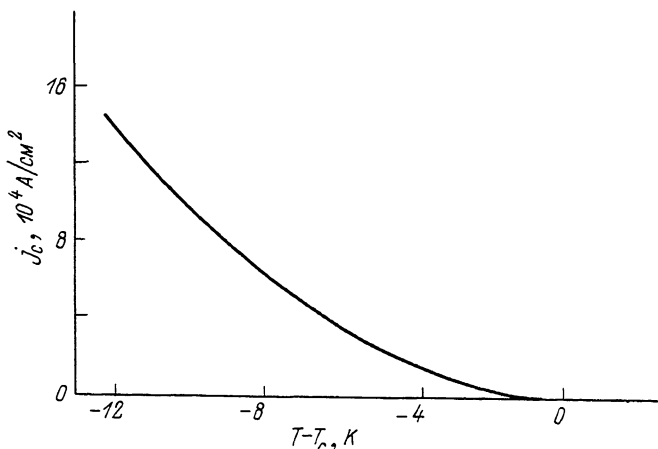


Рис. 2. Температурная зависимость критического тока при $B = 0$.

$$c \delta \dot{T} = \left(\frac{dQ}{dT} \right) \delta(x) \delta T + \kappa \frac{\partial^2 \delta T}{\partial x^2}. \quad (1)$$

Здесь c — теплоемкость, κ — коэффициент теплопроводности подложки, ось x направлена вглубь подложки. При выводе (1) мы пренебрегли толщиной пленки по сравнению с характерной тепловой длиной задачи $l = 2\sqrt{\kappa \tau_{\text{инп}}/c}$: диссипация энергии считается сосредоточенной в узком слое $x = 0$. Отыскивая решение (1) в виде $\delta T = \exp(\lambda x) \delta T(x)$ и пренебрегая теплопередачей в жидкий азот, можно найти инкремент нарастания возмущения $\lambda = (dQ/dT)^2 / \kappa c$. Типичное значение dQ/dT для $j \sim 10^6$ А/см², $E \sim 5$ В/см, $dj_c/dT \approx -1.5 \cdot 10^4 \frac{\text{А}}{\text{см}^2 \text{К}}$ составляет 20 Вт/см² К. Оценка величины инкремента для подложки из SrTiO_3 ($c = 1 \frac{\text{Дж}}{\text{см}^3 \text{К}}$, $\kappa \approx 0.2 \frac{\text{Вт}}{\text{см К}}$) [5] дает $\lambda \approx 10^3 - 10^4 \text{ с}^{-1}$, что соответствует результатам эксперимента. Осцилляции на зависимостях $F(t)$, по-видимому, обусловлены срывом одной или нескольких связок вихревых нитей с центров пиннинга магнитного потока. Подавление осцилляций внешним магнитным полем $\vec{B} \parallel \vec{j}$ связано с существенной неоднородностью пленки и указывает на сильную зависимость энергии взаимодействия вихрей с центрами пиннинга от конфигурации силовых линий магнитного поля.

Разогрев пленок в течение импульса сверхкритического тока позволяет осуществлять импульсную модуляцию температуры образца. При гелиевых температурах перегрев образца сопровождался возникновением дальнего ИК излучения, регистрировавшегося в полосе фотоприемника Ge(Ga) ($\lambda_{\text{изл}} \approx 50 - 120 \text{ мкм}$). Наблюдаемый эффект может быть обусловлен излучением при связывании носителей в куперовские пары.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Винников Л.Я., Гуревич Л.А., Емельченко Г.А., Осипьян Ю.А. // Письма в ЖЭТФ. 1988, Т. 47. В.2. С. 109-111.
- [2] Гинкхам М. Введение в сверхпроводимость. М.: Мир, 1975. 180 с.
- [3] Dubson M.A., Herbert S.T., Calabrese J.J., Harris D.C., Patton B.R., Garland J.C. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 11. P. 1051-1064.
- [4] Ларкин А.Н., Овчинников Ю.Н. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 1221-1230.
- [5] Moriwaki K., Enomoto Y., Murakami T. // Jpn. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 4. P. L521-L524.
- [6] Шаскольская М.П. В кн.: Акустические кристаллы. М.: Наука, 1982. С. 312.

Институт прикладной
физики АН СССР,
Горький

Поступило в Редакцию
28 июня 1988 г.
В окончательной редакции
с 21 апреля 1989 г.