

## Особенности развития тепловой неустойчивости в тонкой высокотемпературной сверхпроводящей пленке с транспортным током

© Н.А. Бузников, А.А. Пухов, В.Н. Скоков

Научно-исследовательский центр прикладных проблем электродинамики РАН,  
127412 Москва, Россия  
Институт теплофизики УрО РАН,  
620219 Екатеринбург, Россия

(Поступило в Редакцию 19 мая 1997 г.)

Экспериментально и теоретически исследовано распространение нормальной фазы по высокотемпературной сверхпроводящей пленке с транспортным током. Показано, что учет влияния подложки на развитие тепловой неустойчивости в пленке позволяет удовлетворительно описать экспериментальные данные.

Переход высокотемпературной сверхпроводящей (ВТСП) пленки с током в нормальное состояние связан с развитием в ней тепловой неустойчивости под действием джоулева саморазогрева области нормальной фазы, возникающей по тем или иным причинам. Развитие неустойчивости осуществляется посредством распространения по пленке фронта нормальной фазы ( $NS$ -границы), движущегося с постоянной скоростью  $v$  [1–5]. При анализе развития неустойчивости в ВТСП пленке используется, как правило, упрощенное приближение, в котором предполагается, что температура линейно изменяется по толщине подложки (от температуры пленки до температуры охладителя  $T_0$ , при которой стабилизирована обратная сторона подложки) [6–9]. Однако это приближение недостаточно корректно описывает отвод тепла из пленки в подложку. Для теоретического анализа распространения нормальной фазы [10] и устойчивости сверхпроводящего состояния в пленке [11,12] необходимо учитывать нелинейность разогрева по толщине подложки. В настоящей работе приводится сравнение результатов измерения скорости распространения  $NS$ -границы в тонких ВТСП пленках с теоретическим расчетом, основанным на учете нелинейности распределения температуры по толщине подложки.

Эксперименты проводились на тонкопленочных мостиках  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , полученных методом магнетронного распыления на постоянном токе [3]. Температуры перехода в сверхпроводящее состояние составляли  $T_c = 86–88$  К, плотности критического тока  $j_c = 10^5–10^6$  А/см<sup>2</sup> при  $T_0 = 77$  К. Температурная зависимость критического тока пленок  $I_c$  вблизи  $T_c$  хорошо описывалась степенной зависимостью  $I_c(T) \propto (1 - T/T_c)^2$  [13]. Использовались мостики толщиной  $D_f = 0.4$  мкм, шириной  $W = 1$  мм, длиной  $L = 8–10$  мм; подложками служили монокристаллы  $SrTiO_3$  толщиной  $D_s = 0.5$  мм.

При измерении скорости распространения нормальной фазы образцы находились в вакууме и охлажде-

ние осуществлялось за счет теплообмена с подложкой, обратная сторона которой в процессе измерений поддерживалась при фиксированной температуре  $T_0$ . Вдоль образца методом термического напыления наносилось несколько потенциальных контактов. Зарождение нормальной фазы происходило в "слабой области" пленки с пониженными критическими параметрами, положение которой определялось в специальных экспериментах [3].

Измерения проводились квазистационарным и импульсным методами. В квазистационарном методе скорость распространения нормальной фазы находилась на постоянном токе по временной зависимости падения напряжения на одной из пар потенциальных контактов при прохождении между ними фронта  $NS$ -границы [2,3]. В импульсном методе на образец подавались импульсы тока заданной формы (прямоугольный или с линейной разверткой тока). Скорость распространения  $NS$ -границы определялась по форме отклика на одной из пар потенциальных контактов [1]. Результаты измерений скорости распространения  $NS$ -границы, полученные различными методами, хорошо согласуются между собой в пределах погрешности измерений. Значения измеренных скоростей распространения  $NS$ -границы  $v$  в зависимости от транспортного тока  $I$  показаны на рис. 1.

Величина скорости распространения нормальной фазы по пленке существенно зависит от распределения температурного поля по толщине подложки [10]. Это означает, что при вычислении зависимости  $v(I)$  следует учитывать двумерные эффекты, связанные с нелинейностью разогрева по толщине подложки. Распределение температуры  $T(x, y)$  в подложке, обратная сторона которой стабилизирована по температуре  $T_0$ , в движущейся вместе с  $NS$ -границей системе координат, описывается двумерным уравнением теплопроводности [10]

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - v \frac{C_s}{k_s} \frac{\partial T}{\partial x} = 0. \quad (1)$$

Здесь  $C_s$  и  $k_s$  — теплоемкость и теплопроводность подложки,  $x$  и  $y$  — продольная и поперечная координаты.

наты (рис. 2). Удельную мощность разогрева пленки транспортным током  $Q(T)$  в простейшем приближении можно аппроксимировать ступенчатой функцией температуры [14]

$$Q(T) = \frac{\rho I^2}{W^2 D_f^2} \eta(T - T_r), \quad (2)$$

где  $\rho$  — удельное сопротивление пленки в нормальном состоянии,  $T_r = T_0 + [1 - (I/I_c)^{1/2}](T_c - T_0)$  — температура резистивного перехода,  $I_c$  — критический ток при  $T = T_0$ ,  $\eta(x)$  — ступенчатая функция Хевисайда. С учетом формулы (2) граничные условия к уравнению (1) при  $D_f \ll D_s$  могут быть представлены в виде

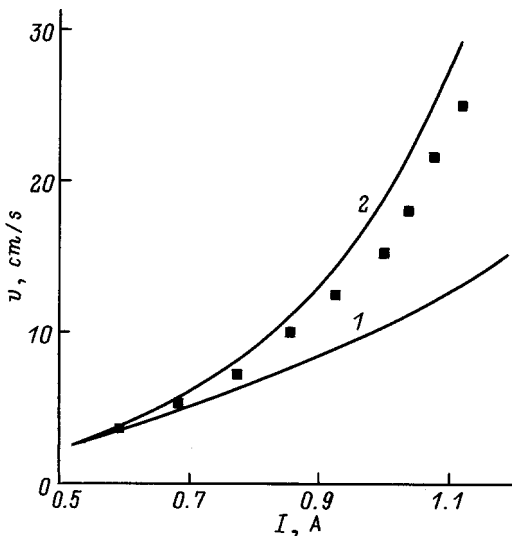
$$\frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = - \frac{\rho I^2}{k_s D_f W^2 [1 - (I/I_c)^{1/2}]} \eta(x),$$

$$T \Big|_{y=D_s} = T_0. \quad (3)$$

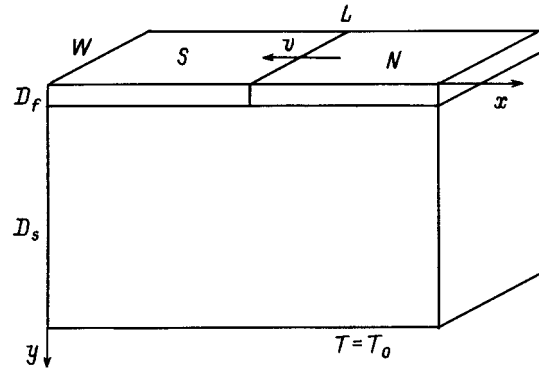
Условия (3) означают, что вдали от фронта  $NS$ -границы ВТСП пленка находится в однородных сверхпроводящем (при  $x \rightarrow -\infty$ ) и нормальном (при  $x \rightarrow \infty$ ) состояниях (рис. 2), а начало координат выбрано так, чтобы выполнялось условие  $T(0, 0) = T_r$ . Уравнения (1), (3) могут быть решены методом разделения переменных, что позволяет получить для скорости распространения  $NS$ -границы  $v$  выражение

$$\frac{\alpha i^2 + 2i^{1/2} - 2}{\alpha i^2} = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{\lambda_k^2 \sqrt{1 + (2\lambda_k k_s / v C_s D_s)^2}}, \quad (4)$$

где  $\lambda_k = \pi(2k + 1)/2$ ,  $\alpha = \rho I_c^2 D_s / k_s D_f W^2 (T_c - T_0)$  — эффективный параметр Стекли системы пленка-подложка,  $i = I/I_c$ .



**Рис. 1.** Зависимости скорости распространения  $NS$ -границы  $v$  от транспортного тока  $I$ . 1 — формула (5), 2 — формула (4), ■ — экспериментальные данные:  $D_s = 5 \cdot 10^{-4}$  м,  $C_s = 2 \cdot 10^6$  J · м<sup>3</sup> · К<sup>-1</sup>,  $k_s = 10$  W · м<sup>-1</sup> · К<sup>-1</sup>,  $D_f = 4 \cdot 10^{-7}$  м,  $W = 10^{-3}$  м,  $T_c = 87$  К,  $T_0 = 78$  К,  $\rho \cong 5 \cdot 10^{-7}$  Ω · м,  $I_c = 1.7$  А.



**Рис. 2.** Схема распространения  $NS$ -границы по сверхпроводящей пленке на подложке. Обратная сторона подложки стабилизирована по температуре  $T_0$ .

Отметим, что в рамках упрощенного приближения, в котором предполагается, что температура линейно изменяется по толщине подложки ( $\partial T / \partial y = \text{const}$ ) [6–9], для скорости распространения  $NS$ -границы  $v$  имеем

$$v = 2 \frac{k_s}{C_s D_s} \frac{\alpha i^2 + 2i^{1/2} - 2}{\sqrt{(\alpha i^2 + i^{1/2} - 1)(1 - i^{1/2})}}. \quad (5)$$

Сравнение зависимостей  $v(I)$ , рассчитанных по формулам (4) и (5), с экспериментальными данными приведено на рис. 1. Из рис. 1 видно, что результаты эксперимента хорошо описываются в рамках предложенного выше теоретического рассмотрения (кривая 2, формула (4)), тогда как упрощенное приближение (кривая 1, формула (5)) дает заниженные значения скорости при достаточно больших значениях транспортного тока. Это обстоятельство связано с тем, что при быстром распространении нормальной фазы подложка не успевает прогреваться за время прохождения фронта  $NS$ -границы и распределение температуры в ней существенно отличается от линейного [10]. Таким образом, учет двумерных эффектов, связанных с нелинейным распределением температуры по толщине подложки, позволяет удовлетворительно описать результаты измерений скорости распространения нормальной фазы по ВТСП пленке.

Работа выполнена при поддержке ГНТП "Актуальные направления в физике конденсированных сред" (проект № 96083) и Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 96-02-18949 и 96-02-16077-а).

### Список литературы

- [1] Dhali Sh.K., Wang L. // Appl. Phys. Lett. 1991. Vol. 61. N 13. P. 1594–1596.
- [2] Скоков В.Н., Коверда В.П. // СФХТ. 1993. Т. 6. № 8. С. 1646–1651.
- [3] Skokov V.N., Koverda V.P. // Phys. Stat. Sol. (a). 1994. Vol. 142. N 1. P. 193–199.
- [4] Луцет М.О. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 18. С. 7–10.

- [5] Луцет М.О., Климов С.В. // СФХТ. 1994. Т. 7. № 8–9. С. 1372–1381.
- [6] Zharov A.A., Korotkov A.L., Reznik A.N. // Supercond. Sci. Technol. 1992. Vol. 5. N 3. P. 104–106.
- [7] Reznik A.N., Zharov A.A., Chernobrovvtseva M.D. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1995. Vol. 5. N 2(III). P. 2579–2582.
- [8] Korotkov A.L., Reznik A.N., Zharov A.A. // Supercond. Sci. Technol. 1996. Vol. 9. N 5. P. 353–357.
- [9] Пухов А.А. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 12. С. 55–59.
- [10] Бузников Н.А., Пухов А.А. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 12. С. 45–49.
- [11] Бузников Н.А., Пухов А.А. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 20. С. 51–55.
- [12] Wu J.-P., Chu H.-S. // Cryogenics. 1996. Vol. 36. N 11. P. 925–935.
- [13] Скоков В.Н., Коверда В.П., Богданов Н.М. // СФХТ. 1992. Т. 5. № 1. С. 90–94.
- [14] Гуревич А.Вл., Минц Р.Г., Рахманов А.Л. Физика композитных сверхпроводников. М.: Наука, 1987. 240 с.