

05.4;11;12

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МЕЖФАЗНОЙ NS -ГРАНИЦЫ ПО ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ПЛЕНКЕ

© Н.А.Бузников, А.А.Пугов

Тепловое разрушение сверхпроводимости ($S-N$ переход) в высокотемпературной сверхпроводящей (ВТСП) пленке, инициируемое электромагнитным излучением, вызывает значительный интерес в связи с созданием сверхпроводящих устройств микроволнового и инфракрасного диапазонов [1,2]. При локальном возникновении нормальной фазы $S-N$ -переход происходит вследствие распространения вдоль пленки температурной автоволны переключения, представляющей собой межфазную NS -границу движущуюся с постоянной скоростью v . В одномерном приближении распространение NS -границы по ВТСП пленке толщиной D_f , расположенной на диэлектрической подложке толщиной d_s , описывается уравнением теплопроводности [3,4].

$$\frac{C_s D_s}{2} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = k_s D_s \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{k_s}{D_s} \cdot (T - T_0) + \alpha(T) \cdot P D_f, \quad (1)$$

где C_s и k_s — теплоемкость и теплопроводность подложки, обратная сторона которой термостабилизирована при температуре T_0 (рис. 1), P — интенсивность падающего излучения, $\alpha(T)$ — коэффициент поглощения излучения пленкой. Температурная зависимость $\alpha(T)$ связана с резким изменением электродинамических свойств ВТСП пленки при $S-N$ -переходе и в простейшем приближении может быть аппроксимирована ступенчатой функцией [3]

$$\alpha(T) = \alpha_n \cdot \eta(T - T_c), \quad (2)$$

где $\alpha_n = 4r/(2r + 1)^2$ — коэффициент поглощения пленки в нормальном состоянии, $r = \varepsilon_0^{1/2}/\mu_0^{1/2}\sigma D_f$, σ — проводимость пленки в нормальном состоянии, T_c — критическая температура, $\eta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда. Пренебрегая зависимостью C_s и k_s от температуры, для скорости NS -границы из (1), 9) имеем [5]:

$$v = 4 \cdot \frac{k_s}{C_s D_s} \cdot \frac{p - 1}{\sqrt{2p - 1}}, \quad (3)$$

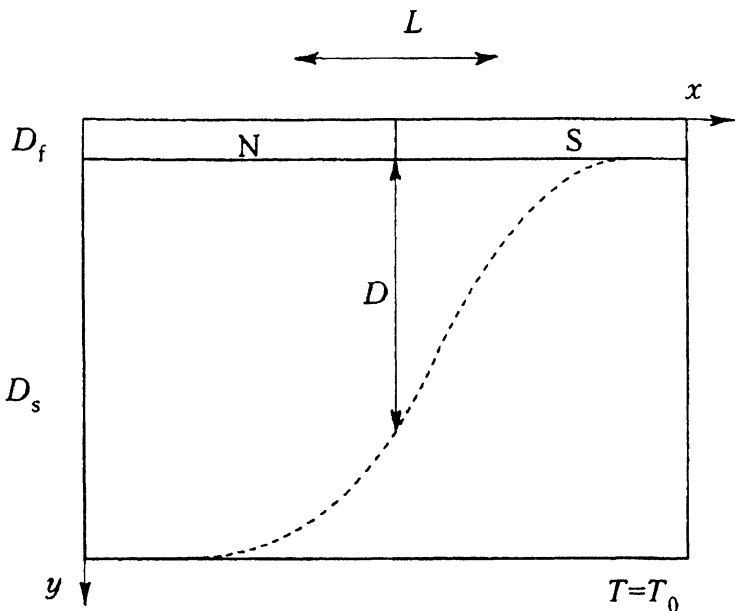


Рис. 1. Схематическое изображение распространения межфазной NS -границы по сверхпроводящей пленке на подложке.

где $p = P/P_p$, $P_p = 2k_s(T_c - T_0)/\alpha_n D_f D_s$ — “пороговая” интенсивность излучения, при превышении которой происходит распространение NS -границы. Из (3) получаем, что $v \cong 4k_s C_s^{-1} D_s^{-1} (p - 1)$ при $p \cong 1$ и $v \cong k_s C_s^{-1} D_s^{-1} (8p)^{1/2}$ при $p \gg 1$.

Одномерное приближение (1) справедливо при линейном изменении температуры по толщине подложки. Более корректное описание распространения NS -границы требует учета двумерности задачи. При $D_f \ll D_s$ распределение температуры в подложке в движущейся вместе с NS -границей системе координат описывается двумерным уравнением теплопроводности

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - v \cdot \frac{C_s}{k_s} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (4)$$

с граничными условиями

$$\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} = -2p \cdot \frac{T_c - T_0}{D_s} \cdot \eta(x), \quad T \Big|_{y=D_s} = T_0. \quad (5)$$

Линейная задача (4), (5) может быть решена методом разделения переменных, что позволяет получить для скорости

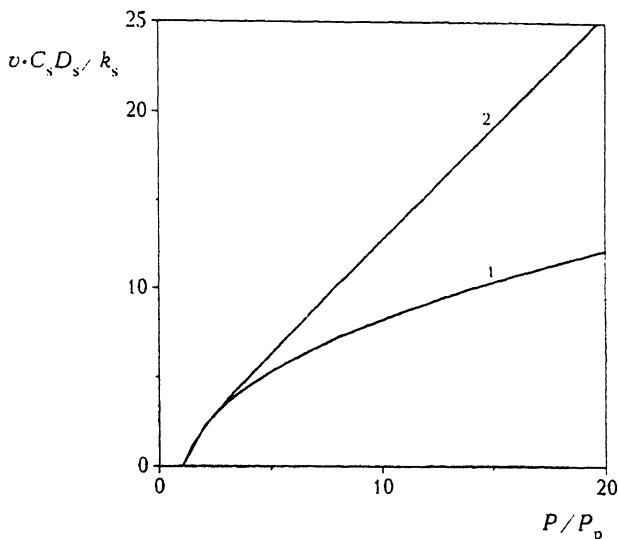


Рис. 2. Зависимость скорости распространения NS -границы v от интенсивности излучения P : формула (3) кривая 1, формула (6) кривая 2.

распространения NS -границы выражение

$$\frac{p-1}{2p} = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{\lambda_k^2 \sqrt{1 + (2\lambda_k k_s / v C_s D_s)^2}}, \quad (6)$$

где $\lambda|_k = \pi(2k+1)/2$. Из (6) имеем $v \cong [\pi^3/7\zeta(3)] \cdot k_s C_s^{-1} (p-1) \approx 3.68 \cdot k_s C_s^{-1} D_s^{-1} (p-1)$ ($\zeta(x)$ — дзета-функция Римана) при $p \cong 1$ $v \cong k_s C_s^{-1} D_s^{-1} (4p/\pi)$ при $p \gg 1$. Таким образом, в области малых скоростей распространения межфазной границы ($v \leq j_s C_s^{-1} D_s^{-1}$) формулы (3) и (6) практически совпадают; а при $v \geq k_s C_s^{-1} D_s^{-1}$ зависимость $v(p)$ качественно изменяется (рис. 2).

Отмеченная особенность “быстрого” распространения NS -границы по ВТСП пленке может быть объяснена при помощи следующей качественной модели. Вблизи фронта NS -границы распределение температуры по толщине подложки существенно отличается от линейного: прогревается область глубиной D , меньшей, чем толщина подложки D_s (рис. 1). Распределение температуры T в пленке и в прогретой области подложки может быть приближенно описано эффективным уравнением теплопроводности [6]

$$C_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial t} = k_{\text{eff}} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \alpha(T)P, \quad (7)$$

где $C_{\text{eff}} = C_f + C_s D/D_f$, $k_{\text{eff}} = k_f + k_s D/D_f$, C_f и k_f — удельная теплоемкость и теплопроводность пленки. В данном приближении скорость распространения NS -границы определяется выражением [5]

$$v = \frac{1}{C_{\text{eff}}} \sqrt{\frac{k_{\text{eff}} \alpha_n P_p}{T_c - T_0}} \cdot f(p), \quad (8)$$

где $f(p)$ — монотонно возрастающая безразмерная функция. Конкретный вид $f(p)$ определяется температурной зависимостью $\alpha(T)$. Например, для ступенчатой зависимости (2) имеем $f(p) = 2\sqrt{p}$. При характерных значениях параметров ($C_s \sim C_f$, $k_s \gg k_f$) эффективные теплоемкость и теплопроводность определяются свойствами подложки: $C_{\text{eff}} \approx C_s D/D_f$, поскольку $D \gg D_f$. Подставляя значения C_{eff} , k_{eff} и P_p в (8), получаем

$$v = \sqrt{2} \cdot \frac{k_s}{C_s \sqrt{D_s D}} \cdot f(p). \quad (9)$$

Глубина прогретой области подложки D определяется диффузией тепла за время прохождения фронта NS -границы $t^* \sim L/v$ (L — ширина фронта): $D \sim \sqrt{(k_s/C_s)t^*}$ [6]. Так как $k_s \gg k_f$, прогрев подложки в продольном и поперечном направлении примерно одинаков: $L \sim D$, откуда получаем $D \sim k_s/(vC_s)$. Подставляя полученную оценку в (9), для скорости распространения NS -границы имеем:

$$v = \gamma \cdot \frac{k_s}{C_s D_s} \cdot f^2(p), \quad (10)$$

где γ — численный множитель порядка единицы. В частности, для ступенчатой зависимости $\alpha(T)$ (2) формула (10) при $\gamma = 1/\pi$ совпадает с полученным выше из (6) асимптотическим выражением $v \cong k_s C_s^{-1} D_s^{-1} (4p/\pi)$.

Таким образом, в работе показано, что одномерное приближение (1) [3-5] корректно описывает $S-N$ переход ВТСП пленки только в случае медленного распространения межфазной NS -границы $v \leq k_s C_s^{-1} D_s^{-1}$. При быстром распространении межфазной NS -границы $v \geq k_s C_s^{-1} D_s^{-1}$ нелинейный по толщине разогрев подложки приводит к качественному изменению зависимости скорости распространения NS -границы от интенсивности излучения, связанному с важностью учета двумерных эффектов в этом случае. Предложенная качественная модель $S-N$ перехода позволяет описать особенности "быстрого" распространения

межфазной границы при произвольной температурной зависимости коэффициента поглощения $\alpha(T)$. В заключение отметим, что проведенное выше рассмотрение применимо и для описания наблюдавшегося экспериментально [7-9] распространения межфазной NS -границы в ВТСП пленках, разогреваемых транспортным током.

Работа выполнена при поддержке Научного совета по проблеме ВТСП (проект № 93027).

Список литературы

- [1] Вендик О.Г., Ковалевич Л., Митрофанов А.П., Пахомов О.В., Попов А.Ю., Самойлова Т.Б. // СФХТ. 1990. Т. 3. N 10(1). С. 2133-2142.
- [2] Likharev K.K. // Supercond. Sci. Technol. 1990. V. 3. N 7. P. 325-337.
- [3] Жаров А.А., Коротков А.Л., Резник А.Н. // СФХТ. 1992. Т. 5. № 3. С. 419-422.
- [4] Reznik A.N., Zharov A.A., Chernobrovitseva M.D. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1995. V. 5. N 2(III). P. 2579-2582.
- [5] Гуревич А.В., Минц Р.Г., Разманов А.Л. Физика композитных сверхпроводников. М.: Наука, 1987. 240 с.
- [6] Drezner L. // Adv. Cryog. Eng. 1980. V. 26. P. 647-653.
- [7] Скоков В.Н., Коверда В.П. // СФХТ. 1993. Т. 6. № 8. С. 1646-1651.
- [8] Луцет М.О. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 18. С. 7-10.
- [9] Луцет М.О., Климов С.В. // СФХТ. 1994. Т. 7. № 8-9. С. 1372-1381.

Поступило в Редакцию
3 апреля 1996 г.