

О стабильности широких высокотемпературных сверхпроводящих пленок с изменяющимся транспортным током

© Н.А. Бузников, А.А. Пухов, А.Л. Рахманов

Объединенный институт высоких температур,
 Научно-исследовательский центр прикладных проблем электродинамики РАН,
 127412 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 12 марта 1999 г.)

Теоретически исследована токонесущая способность широкой высокотемпературной сверхпроводящей пленки при быстром вводе тока. Получено аналитическое выражение для скорости ввода тока в пленку, при которой происходит заметная деградация ее токонесущей способности. Полученные результаты могут быть существенны для анализа стабильности сверхпроводящих устройств переменного тока.

Тесная связь между тепловыми и электромагнитными явлениями в сверхпроводниках может приводить к возникновению в них термомагнитной неустойчивости [1]. Условия возникновения и развития термомагнитной неустойчивости подробно изучены для низкотемпературных сверхпроводников. Известно, что данный эффект определяет величину токонесущей способности I_q композитных сверхпроводников [2,3] и сверхпроводящих пленок [4] и приводит к аномалиям зарождения и распространения нормальной фазы [5,6]. При переходе к азотным температурам отмеченные явления переносятся на высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) лишь отчасти. В данной работе исследованы масштабы скоростей изменения тока I , при которых становится заметной деградация токонесущей способности широкой ВТСП пленки.

Рассмотрим ВТСП пленку толщиной D_f и шириной $W \gg D_f$, расположенную на диэлектрической подложке толщиной $D_s \gg D_f$, обратная сторона которой стабилизирована по температуре $T = T_0$. В пленку с большей скоростью \dot{I} вводится транспортный ток I . С ростом тока у краев пленки образуются насыщенные области

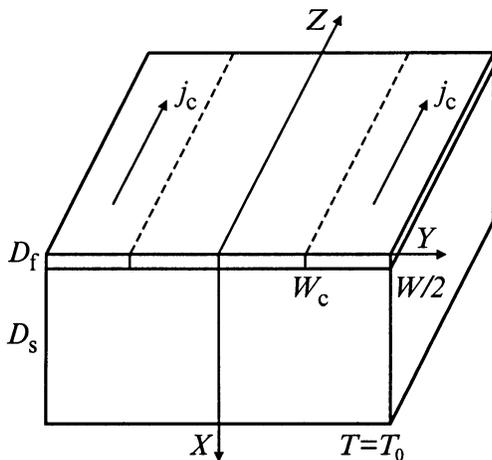


Рис. 1. Схема ВТСП пленки на подложке. Обратная сторона подложки стабилизирована по температуре T_0 .

$W_c(Y)W/2$ (рис. 1), где плотность тока j равна критической j_c [7,8]. Величина W_c определяется выражением [7]

$$W_c = W(1 - i^2)^{1/2}/2. \quad (1)$$

Здесь $i = I/I_c$ и $I_c = j_c W D_f$ — критический ток ВТСП пленки. Так как j_c зависит от температуры, малая флуктуация температуры $\delta T > 0$ вызывает снижение J_c и магнитный поток проникает на большую площадь пленки. При движении потока в пленке наводится дополнительное электрическое поле δE , что вызывает дополнительное тепловыделение. При определенных условиях такой процесс приобретает лавинообразный характер [1] и пленка переходит в нормальное состояние при токе I_q , меньшем критического I_c .

В линейном по малым возмущениям приближении уравнения теплопроводности и Максвелла в насыщенной области пленки имеют вид

$$C_f \frac{\partial(\delta T)}{\partial t} = k_f \frac{\partial^2(\delta T)}{\partial X^2} + j_c \delta E, \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2(\delta E)}{\partial Y^2} = \mu_0 \left\{ \sigma(E) \frac{\partial(\delta E)}{\partial t} + \frac{\partial j_c}{\partial T} \frac{\partial(\delta T)}{\partial t} \right\}, \quad (3)$$

где X и Y — координаты (рис. 1), t — время, C_f и k_f — удельная теплоемкость и теплопроводность пленки, $\sigma(E) = \partial j / \partial E$ — дифференциальная проводимость пленки.

В уравнении (2) мы пренебрегли вариацией температуры по ширине пленки, так как $W \gg D_f$, а в уравнении (3) — неоднородностью распределения электрического поля по толщине пленки. Распределения j , E , δT и δE по ширине пленки показаны схематически на рис. 2.

Вариация температуры δT в подложке описывается уравнением

$$C_s \frac{\partial(\delta T)}{\partial t} = k_s \frac{\partial^2(\delta T)}{\partial X^2} \quad (4)$$

с граничным условием $\delta T = 0$ при $X = D_s$. Здесь C_s и k_s — удельная теплоемкость и теплопроводность подложки. Для линейного анализа устойчивости будем

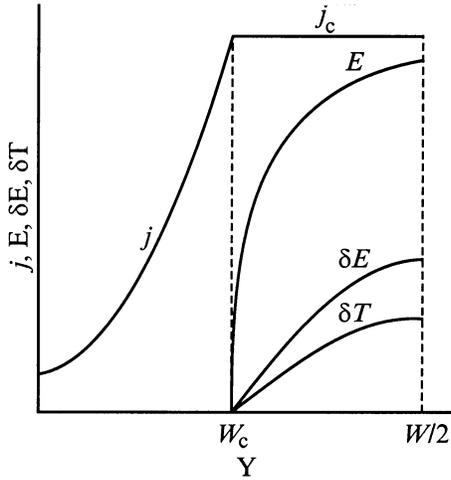


Рис. 2. Распределения j , E , δT и δE по ширине пленки.

искать δT и δE в виде

$$\begin{aligned} \delta T &= \theta(X)(T_c - T_0) \exp(4k_f \lambda t / C_f W^2), \\ \delta E &= \varepsilon(Y) \frac{4k_f (T_c - T_0)}{j_c W^2} \exp(4k_f \lambda t / C_f W^2), \end{aligned} \quad (5)$$

где T_c — критическая температура, λ — инкремент нарастания возмущения.

Подставим (5) в уравнения (2)–(4) и проинтегрируем (2) и (3) по толщине пленки (пренебрегая зависимостью δT и E от X), а (4) — по толщине подложки. Воспользовавшись условием непрерывности теплового потока на границе пленка–подложка и учитывая влияние теплового сопротивления границы R_{bd} , для безразмерного возмущения ε получаем уравнение

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial y^2} + \left[\frac{\beta}{\lambda + a\sqrt{\lambda} \operatorname{cth}(b\sqrt{\lambda}) / \{1 + r\sqrt{\lambda} \operatorname{cth}(b\sqrt{\lambda})\}} - \tau(E) \right] \lambda \varepsilon = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

с граничными условиями $\varepsilon = 0$ при $y = 2W_c/W$ и $\partial \varepsilon / \partial y = 0$ при $y = 1$ [4]. Здесь

$$\begin{aligned} y &= \frac{2Y}{W}, \quad \beta = -\mu_0 \frac{\partial j_c}{\partial T} \frac{j_c W^2}{4C_f}, \quad \tau(E) = \frac{\mu_0 k_f \sigma(E)}{C_f}, \\ a &= \frac{W}{2D_f} \sqrt{\frac{C_s k_s}{C_f k_f}}, \quad b = \frac{2D_s}{W} \sqrt{\frac{C_s k_s}{C_f k_f}}, \\ r &= \frac{2R_{bd}}{W} \sqrt{\frac{C_c k_s k_f}{C_f}}. \end{aligned} \quad (7)$$

Из уравнения (6) следует, что устойчивость пленки возрастает с увеличением $\tau(E)$. В области малых электрических полей проводимость пленки σ растет с

уменьшением электрического поля E , пропорционального скорости ввода тока \dot{I} [1]. При малых \dot{I} величина $\sigma(E)$ велика и токнесущая способность I_q равная критическому току I_c . С увеличением \dot{I} величина $\sigma(E)$ уменьшается и ток I_q становится меньше I_c . Для получения аналитического решения уравнения (6) представим зависимость $\sigma(E)$ в виде $\sigma(E) = j_1 / \langle E \rangle$, где $j_1 \ll j_c$ и $\langle E \rangle$ — усредненное по ширине пленки электрическое поле [7]

$$\langle E \rangle = \frac{\mu_0 \dot{I}}{4\pi} \left[\ln \left(\frac{1+i}{1-i} \right) - 2i \right]. \quad (8)$$

Из условия существования нетривиального решения уравнения (6), используя (1), получаем уравнение для инкремента λ

$$\begin{aligned} \frac{\lambda \beta}{\lambda + a\sqrt{\lambda} \operatorname{cth}(b\sqrt{\lambda}) / \{1 + r\sqrt{\lambda} \operatorname{cth}(b\sqrt{\lambda})\}} - \lambda \tau = \varphi(i), \\ \varphi(i) = \frac{\pi^2}{4[1 - (1 - i^2)^{1/2}]^2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Полагая, что теплопроводность подложки и ее толщина достаточно велики ($a \gg |\sqrt{\lambda}|$, $b|\sqrt{\lambda}| \gg 1$), а влияние теплового сопротивления границы мало ($r|\sqrt{\lambda}| \ll 1$), получаем условие возникновения термомангнитной неустойчивости ($\operatorname{Re} \lambda = 0$)

$$\beta = a\sqrt{2\tau \varphi(i_q)}, \quad (10)$$

где $i_q = I_q / I_c$.

Из этого условия, используя (7)–(9), для токнесущей способности получаем следующее уравнение:

$$\left[\ln \left\{ \frac{1+i_q}{1-i_q} \right\} - 2i_q \right] \left[1 - (1 - i_q^2)^{1/2} \right]^2 = I_0 / \dot{I}. \quad (11)$$

Характерный масштаб скорости ввода тока

$$I_0 = \frac{8\pi^3 j_1 k_s C_s}{\mu_0^2 j_c^2 (\partial j_c / \partial T)^2 D_f^2 W^2} \quad (12)$$

определяет степень деградации токнесущей способности. Если $\dot{I} \leq I_0$, то $I_q \cong I_c$, а заметная деградация токнесущей способности будет возникать при $\dot{I} \geq I_0$. Оценим величину I_0 для Y–Ba–Cu–O пленки, расположенной на подложке LaAlO₃. Полагая для оценки $j_c \cong 10^{10} \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$, $j_1 \cong 10^8 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$, $\partial j_c / \partial T \cong 10^9 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$, $D_f \cong 10^{-6} \text{ m}$, $k_s \cong 20 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, $C_s \cong 10^5 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$, получаем $I_0 \approx 3 \cdot 10^8 \text{ A} \cdot \text{s}^{-1}$ при $W \cong 10^{-3} \text{ m}$ и $I_0 \approx 3 \cdot 10^4 \text{ A} \cdot \text{s}^{-1}$ при $W \cong 10^{-1} \text{ m}$.

Таким образом, с учетом сделанных выше модельных допущений можно полагать, что в пленочных мостиках ($W \cong 10^{-3} \text{ m}$) заметная деградация токнесущей способности при быстром вводе тока, связанная с термомангнитной неустойчивостью, будет отсутствовать. Вместе с тем прогресс технологии изготовления качественных широких ($W \cong 10^{-1} \text{ m}$) пленок, достигнутый в последнее время, и новые приложения, связанные с высокими скоростями изменения тока ($\dot{I} \cong 10^5 - 10^6 \text{ A} \cdot \text{s}^{-1}$), приводят к

необходимости учета деградации токонесущей способности. При этом снижение I_q с ростом скорости изменения тока может приводить к аномально быстрому распространению нормальной фазы [5], ее множественному зарождению на дефектах [6], перераспределению тока на поверхности пленки с нормальными областями [9] и резкому снижению энергии критических возмущений, разрушающих сверхпроводящее состояние [5,9,10]. Критерием возникновения таких особенностей является условие [11]

$$\dot{I}_0 t_h / I_c \ll 1, \quad (13)$$

где $t_h = C_s D_s^2 / k_s$ — характерное время релаксации температуры системы пленка–подложка.

Для широких ВТСП пленок ($W \cong 10^{-1}$ м) при $t_h \cong 5 \cdot 10^{-3}$ с, $I_c \cong 10^2$ А из (13) получаем $\dot{I}_0 t_h / I_c \approx 10^{-2}$. Таким образом, в широких пленках могут наблюдаться отмеченные выше аномалии разрушения сверхпроводимости. В заключение отметим, что в низкотемпературных сверхпроводящих пленках заметная деградация токонесущей способности возникает при относительно малых скоростях ввода тока $\dot{I} \approx 10^3$ А · с⁻¹ [4], что связано с существенным уменьшением теплоемкости подложки при переходе от азотных температур к гелиевым.

Работа выполнена при поддержке ГНТП "Актуальные направления в физике конденсированных сред" (проект № 96083) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 98-02-16046).

Список литературы

- [1] Гуревич А.В., Милиц Р.Г., Рахманов А.Л. Физика композитных сверхпроводников. М.: Наука, 1987. 240 с.
- [2] Andrianov V.V., Baev V.P., Ivanov S.S. et al. // Cryogenics. 1982. Vol. 22. N 2. P. 81–87.
- [3] Pukhov A.A., Rakhmanov A.L., Tsikhon V.N., Vysotsky V.S. // Supercond. Sci. Technol. 1994. Vol. 7. N 3. P. 154–159.
- [4] Ваганов А.Б., Пацаева Т.Ю., Рахманов А.Л. // ФТТ. 1989. Т. 31. Вып. 2. С. 151–157.
- [5] Buznikov N.A., Pukhov A.A., Rakhmanov A.L. // Cryogenics. 1994. Vol. 34. N 9. P. 761–769.
- [6] Buznikov N.A., Pukhov A.A., Rakhmanov A.L. // Cryogenics. 1995. Vol. 35. N 10. P. 623–630.
- [7] Norris W.T. // J. Phys. D. 1970. Vol. 3. N 4. P. 489–507.
- [8] Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. Вып. 3. С. 1221–1230.
- [9] Wu J.-P., Chu H.-S. // Cryogenics. 1996. Vol. 36. N 11. P. 925–935.
- [10] Unal A., Chyu M.-C. // Cryogenics. 1994. Vol. 34. N 2. P. 123–128.
- [11] Buznikov N.A., Pukhov A.A. // Cryogenics. 1997. Vol. 37. N 2. P. 71–75.