ние ПД, с другой стороны, позволяет при выполнении этих операций не изменять состояния ПД – регистра хранения информации в ЗУ на ВБЛ.

Литература

[1] Konishi S. // IEEE Trans. on Magn. 1983. V. MAG-19. N. 5. P. 1838-1840.
[2] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 362 с.
[3] О Делл Т. Магнитные домены высокой подвижности. М.: Мир, 1978. 197 с.
[4] А.Г. Шишков, В.В. Гришачев, Е.Н. Ильичева, Ю.Н. Федюнин. // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 8. С. 2537-2538.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию 4 октября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 2 26 января 1989 г.

05.3; 05.4

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОВОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ НОРМАЛЬНОЙ ФАЗЫ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

В.А. Альтов, Ю.М. Львовский, В.В. Сычев

1. Перспективы использования высокотемпературной сверхпроводимости [1] связываются с созданием композитных проводников, стабилизированных, как и традиционные сверхпроводники, матрицей из нормального металла с высокой проводимостью [2]. Одним из главных требований остается их устойчивость к переходу в нормальное состояние [3], в частности при распространении тепловой волны – нормальной зоны [2]. Говорить о детальном описании диссипативных свойств высокотемпературных композитов преждевременно. Однако уже сейчас могут быть выявлены основные отличия в распространении нормальных зон, вызванные теплофизическими особенностями при азотных температурах.

2. Тепловое состояние тонкого сверхпроводника сечением S и периметром Π описывается уравнением теплопроводности

$$CS\frac{\partial T}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda S\frac{\partial T}{\partial x}\right)+W(T,I)-Q(T), \qquad (1)$$

где T – температура, t – время, x – координата вдоль проводника, λ и C – средние по сечению композита теплопроводность и теплоемкость, $W=I^2\rho/S$ и $Q=h\Pi(T-T_B)$ – тепловыделение и теплосъем с единицы длины, I – ток, ρ – удельное сопротивление, h – коэффициент теплоотдачи в азотную ванну с температурой T_B.

Параметры матрицы при азотных температурах отличаются от гелиевых намного большей ($\sim 10^3$ раз) теплоемкостью, меньшей (в 10–20 раз) теплопроводностью и существенно (на два порядка) большим удельным сопротивлением. Как следствие, зона будет иметь значительно меньшую скорость распространения $V\sim(h\Pi\lambda/SC^2)^{1/2}$ (см/с вместо м/с [3]) и более узкий фронт $\Delta x\sim(\lambda S/h\Pi)^{1/2}$.

Важнейшее отличие состоит в необходимости учета зависимости $\rho(T)$ в нормальной области. При гелиевых температурах эта зависимость имеет „полочку", обусловленную остаточным сопротивлением [4]. Поэтому ранее распространение зон изучалось в моделях с $\rho=const$ при $T>T_{c0}$, когда при сколь угодно большом токе имеется устойчивое состояние $T_\alpha>T_{c0}$:

$$W(T_\alpha)=Q(T_\alpha),\quad dW/dT\big|_{T_\alpha}<dQ/dT\big|_{T_\alpha}. \tag{2}$$

При азотных температурах такое описание неприемлемо. Рост сопротивления с температурой вызывает появление предельного тока I^* (тока пережога), выше которого $W>Q$ для всех $T>T_{c0}$, что приводит к неконтролируемому разогреву проводника [2]. В модельном анализе примем постоянными коэффициенты λ, C и h (пленочное кипение). Зависимость же $\rho(T)$ линейна с весьма высокой точностью для металлов типа меди, алюминия, серебра в диапазоне 50–200 К. В безразмерных величинах [2] уравнение (1) примет вид

$$\frac{\partial\tau}{\partial\theta}-\frac{\partial^2\tau}{\partial\xi^2}=\varphi(\tau)\equiv\alpha i^2 r(\tau,i)-\tau, \tag{3}$$

где $\alpha=I_c^2\rho(T_{c0})/h\Pi S(T_{c0}-T_B)$ – параметр Стекли. Поскольку $\rho(T_{c0})$ на два порядка выше, а значительное снижение плотности тока в обмотке неприемлемо, высокотемпературные композиты будут характеризоваться высокими α (пониженным уровнем стабилизации).

В качестве базовых брались два типа функций $r(\tau)$ – скачкообразная:

$$r=\begin{cases}0 & \tau<\tau_c(i)\\ 1+r'(\tau-1) & \tau>\tau_c(i)\end{cases} \tag{4}$$

и непрерывная с переходной линейной областью

$$r=\begin{cases}0 & \tau<\tau_r(i)\\ \dfrac{\tau-\tau_r}{\tau_c-\tau_r}\left[1+r'(\tau_c-1)\right] & \tau_r<\tau<\tau_c(i)\\ 1+r'(\tau-1) & \tau>\tau_c\,.\end{cases} \tag{5}$$

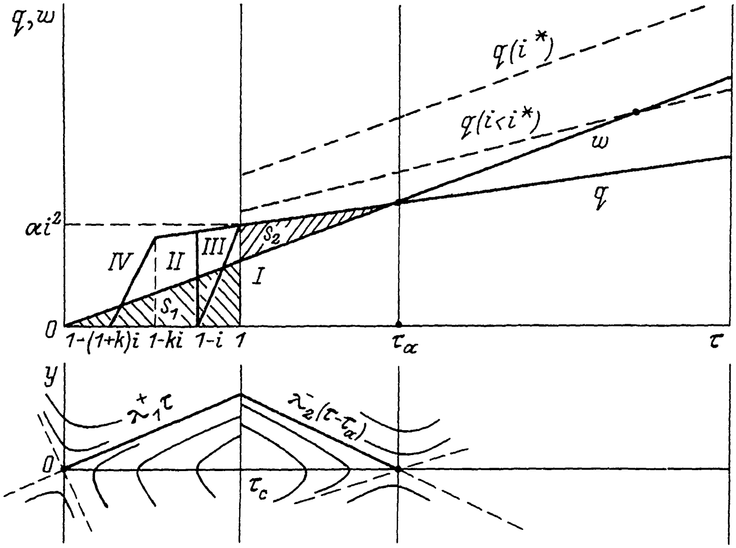

Рис. 1. Кривые тепловыделения и теплосъема в высокотемпературном композитном сверхпроводнике для моделей 1-1У (верхняя часть) и фазовый портрет задачи (9) для случая модели 1.

Характеризующий температурную зависимость сопротивления параметр

$$r' = 1 - \rho(T_B)/\rho(T_{co}) \tag{6}$$

возрастает с ростом критической температуры сверхпроводника. Так, для сверхпроводников, охлаждаемых азотом (T_B = 77 K) и стабилизированных медью, r' = 0.36 для T_{co} = 90 K; 0.5 для 100 K; 0.63 для 120 K; стабилизированных алюминием - 0.44, 0.56 и 0.7; серебром - 0.26, 0.38 и 0.52. Условие $r' < 1$ - „линейный аналог" критерия устойчивости (2), представленного в виде

$$\frac{1}{Q}\frac{dQ}{dT} > \frac{1}{W}\frac{dW}{dT} \equiv \frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dT}. \tag{2a}$$

Равновесная температура нормальной фазы равна

$$\tau_\alpha = \frac{\alpha i^2(1-r')}{1-\alpha i^2 r'}. \tag{7}$$

С ростом тока наклон кривой $q(\tau) = \alpha i^2 r(\tau)$ увеличивается (пунктирные прямые рис. 1), и при значении

$$i^* = (\alpha r')^{-1/2} \tag{8}$$

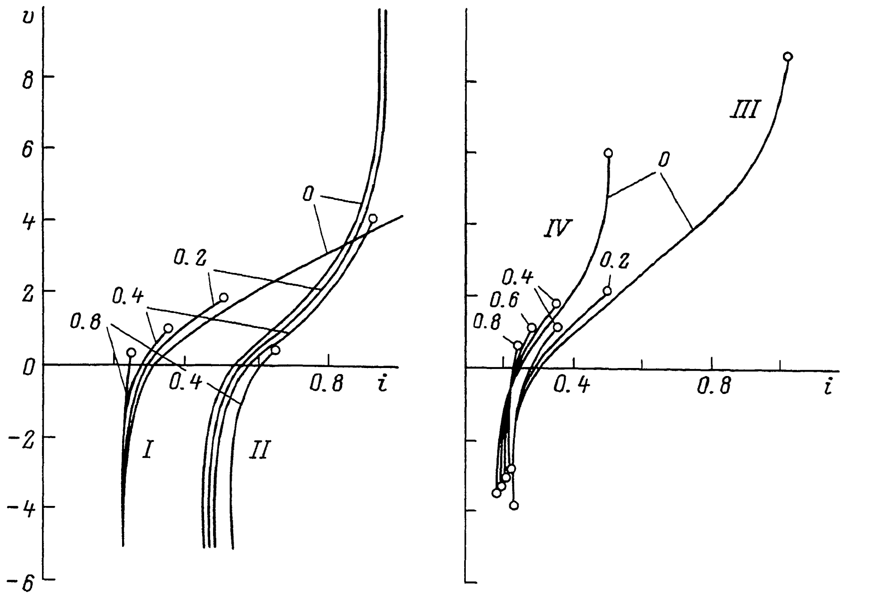

Рис. 2. Зависимости безразмерной скорости распространения нормальной зоны от тока. а) модели со скачком: модель I – α = 20; модель II – α = 3; б) непрерывные модели III и 1У, α = 20. Цифры у кривых – значения r'.

устойчивое состояние исчезает. Приближение к току i^* сопровождается неограниченным ростом равновесной температуры проводника.

3. Анализ распространения нормальных зон выполнен для четырех основных моделей [5]. Движущейся со скоростью v зоне отвечает профиль $\tau(\xi,\theta)=\tau(\eta=x+v\theta)$, $\tau(-\infty)=0$, $\tau(+\infty)=\tau_a$. Заменой $d\tau/d\eta=y(\tau)$ уравнение (3) приводится к задаче [6]

$$\frac{dy}{d\tau}=v-\frac{\varphi(\tau)}{y},\qquad y(0)=y(\tau_a)=0. \tag{9}$$

Решением данной классической автоволновой задачи Колмогорова-Петровского-Пискунова (КПП) является сепаратриса, идущая из седла (0, 0) в седло (τ_a, 0) (рис_ 1). Для моделей со скачком (4) сшивка сепаратрис $y_1=\lambda_1^+\tau$ и $y_2=\lambda_2^-(\tau-\tau_a)$, где $\lambda_1^+=v/2+\sqrt{v^2/4-\varphi'(0)}$, $\lambda_2^-=v/2-\sqrt{v^2/4-\varphi'(\tau_a)}$ дает аналитическое выражение

$$v=\frac{\varphi'(0)\tau_c^2-\varphi'(\tau_a)(\tau_a-\tau_c)^2}{\sqrt{\tau_a\tau_c(\tau_c-\tau_a)[-\varphi'(\tau_a)(\tau_a-\tau_c)-\varphi'(0)\tau_c]}}=2\,\frac{S_2-S_1}{\sqrt{\tau_a\tau_c(\tau_a-\tau_c)\Delta\varphi|_{\tau_c}}} \tag{10}$$

(В нашем случае $\varphi'(0)=-1$, $\varphi'(\tau_a)=\alpha i^2 r'-1$). Полученная формула (10) удобна для изучения предельных переходов в задаче

КПП в простейшей модели при изменении основных параметров τ_a, τ_c, $\varphi'(0)$, $\varphi'(\tau_a)$.

Примечательный результат состоит в том, что в пределе $i \to i^*$, когда $S_2 \to \infty$ и $max|\varphi|<\infty$ скорость v в задаче КПП стремится к конечному значению $v^* = \varphi(\tau_c+0)(\tau_c \Delta\varphi|_{\tau_c})^{-1/2}$ и притом с конечной производной dv/di (Как известно [6], исчезновение устойчивого состояния при $S_2 \to 0$ сопровождается бесконечным ростом производной, а для моделей со скачком – и скорости).

Зависимости $v(i)$ приведены на рис. 2. В первой модели [7] $\tau_c \equiv 1$, влияние критического тока отсутствует. Учет $r' > 0$ приводит к увеличению v и к срыву при $i = i^*$. Вторая модель [8], где $\tau_c = 1 - i$, дает бесконечный рост v вблизи $i = 1$. В ней минимальный ток существования $i_m (\alpha i_m^2 (1 - r' i_m) = 1 - i_m)$ увеличивается с ростом r'. При малых α рост r' может повлечь уменьшение скорости из-за уменьшения площади S_2 при $\tau_c < \tau < 1$. При больших α поведение кривых ближе к I модели. Для непрерывных моделей (5) решение находилось численно. В модели III, где $\tau_c = 1$, $\tau_v = 1 - i$ [9], общий вид кривых $v(i)$ сходен с моделью I, но предельные скорости конечны. Наконец, в модели IV, учитывающей влияние тока в обмотке на критические параметры [10], где $\tau_c = 1 - ki$, $\tau_r = 1 - (1+k)i$, минимальный ток существования i_m так же, как в модели II, растет с ростом r', а минимальная скорость уменьшается (по абсолютной величине).

Как видим, во всех моделях учет $r' > 0$ заметно сужает диапазон рабочих токов, а подход к току пережога i^* не сопровождается заметными изменениями в зависимостях $v(i)$. Поэтому с точки зрения стационарной стабилизации, высокотемпературные композиты обладают более узкой рабочей областью и пониженным запасом устойчивости к изменению параметров. Сделанный в [3] вывод о повышенной устойчивости относится лишь к нестационарным возмущениям фиксированного уровня (например, в компаундированных обмотках).

Литература

[1] Bednorz J.G., Muller K.A. Zs. Phys, 1986, v. B64, N 2. P. 189–193.

[2] Альтов В.А., Зенкевич В.Б., Кремлев М.Г., Сычев В.В. Стабилизация сверхпроводящих магнитных систем. М.: Энергоатомиздат, 1984. 312 с.

[3] Гуревич А.Вл., Минц Р.Г., Рахманов А.Л. // Письма в ЖТФ, 1988. Т. 14, № 6. С. 561–564.

[4] Справочник по физико-техническим основам криогеники / Под ред. М.П. Малкова. М.: Энергоатомиздат, 1985. 432 с.

[5] Altov V.A., Lvovsky Yu.M., Sytchev V.V. // Cryogenics. 1987. V. 27. N 3. P. 121–130.

[6] Львовский Ю.М. // ЖТФ, 1984. Т. 54. № 9. С. 1663–1670.

[7] Broom R.F., Rhoderick E.H. // Brit. J. Appl. Phys. 1960. V. 11. N 7. P. 291–296; Cherry W.H., Gittleman J.T. // Solid-State Electron. 1960. V. 1. P. 287–305.
[8] Keilin V.E., Klimenko E.Yu., Kremlev M.G., Samoilov N.B. – In: Les Champs Magnetiques Intenses, CRNS, Paris, 1967. P. 231.
[9] Altov V.A., Kremlev M.G., Sytchev V.V., Zenkevitch V.B. // Cryogenics. 1973. V. 13. N 7. P. 420–422.
[10] Альтов В.А., Благов В.Б., Кулысов Н.А., Сычев В.В. // ДАН СССР. 1985. Т. 291. С. 1104–1107.

Всесоюзный научно-исследовательский институт метрологической службы
Москва

Поступило в Редакцию
30 сентября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 2 26 января 1989 г.

05.1

О КРИТИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ДИСЛОКАЦИЙ В МИКРОКРИСТАЛЛАХ

В.Г. Грязнов, А.М. Капрелов,
А.Е. Романов

Картина физических процессов в кристалле усложняется и приобретает все большее многообразие с уменьшением его размеров [1]. Это проявляется особенно ярко, когда размеры кристалла соизмеримы с масштабом того или иного физического явления. Естественно предположить, что такого рода эффекты могут сказаться на дефектной структуре кристалла с уменьшением его размеров. Настоящее сообщение посвящено теоретическому рассмотрению дислокаций в микрокристаллах (МК). По нашему мнению, решение проблемы устойчивости дислокаций в МК и определение соответствующего размерного критерия является *terminus a quo* для дальнейшего исследования физико-механических свойств микрокристаллических веществ.

На движущуюся в кристаллической решетке дислокацию действуют силы двух типов: 1) конфигурационные силы (действие которых вызвано наличием в кристалле границ раздела и свободной поверхности, а также приложенными к поверхности кристалла внешними нагрузками [2]; 2) силы трения решетки [3]. Известно, что дислокации являются термодинамически неравновесными дефектами,